PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 19 — 1. Oktober 1928 — 29. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 21 am 25. Oktober 1928.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Errera, Über die Beziehung zwischen Dipolmoment und Konstitution. S. 689.

L. Schiller, Zwei neue Ähnlichkeitsgesetze für das Temperaturfeld turbulent strömender Flüssigkeiten und ihre Bedeutung für den Wärmeübergang. S. 690.

R. Fleischer und H. Goldschmidt, Über Charakteristiken von Alkalizellen und ihre Bedeutung für die lichtelektrische Meßmethode. I. Teil. S. 691.

A. Karolus und O. Mittelstaedt, Die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit unter Verwendung des elektrooptischen Kerr-Effektes. S. 698.

J. Scholz, Über die Verwendung von Selenzellen zur Registrierung des Potentialabfalles von Quadrantelektrometern. S. 702.

K. Bergwitz, V. F. Hess, W. Kolhörster u. E. Schweidler, Feststellungen zur Geschichte der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung (Ultragammastrahlung). S. 705.

T. Asada, Über die Lebensdauer angeregter *Hg*-Atome. S. 708.

Besprechungen:

P. W. Bridgman, The Logic of modern Physics. S. 710.

W. H. Bragg u. W. L. Bragg, Die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen. S. 711.

R. Berger, Die Schalltechnik. S. 711.

N. R. Campbell, La structure de l'atome. S. 711.

G. Mahler, Physikalische Aufgabensammlung. S. 711.

I. M. Kolthoff, Der Gebrauch von Farbindikatoren. S. 711.

O. Knoblauch u. K. Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen. S. 711.

Berichtigungen. S. 712.

Personalien. S. 712.

Angebote. S. 712.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Beziehung zwischen Dipolmoment und Konstitution.

Von J. Errera.

Als Bestätigung der Debyeschen Theorie der permanenten Dipole[1]) haben wir in vorangehenden Arbeiten zeigen können, wie im Falle einiger Dihalogenderivate des Äthylens[2]) und des Benzols[3]), bei Kenntnis des Vorzeichens der Ladungen der das Material bildenden Atome, die Lage der Atome im Molekül bestimmt werden konnte und somit die chemischen Argumente unmittelbar bestätigen können, die die angenommene Konstitutionsformeln stützen.

Im Falle der Chlor-Jod-Äthylene ($ClHC = CHJ$) die untersucht wurden, betrachten wir das umgekehrte Problem; nachdem von Van de Walle und Henne[4]) die Lage der Atome in den beiden stereoisomeren Verbindungen durch chemische Argumente festgestellt wurde, wollten wir das Vorzeichen der Ladung einer der konstituierenden Atome bestimmen. In der Tat, eine Reihe von Chemikern[1]) hat die Existenz von Derivaten des Chlorjodäthylens festgestellt, in welchen das Jod dreiwertig ist. Als Beispiel soll die Behandlung des Chlorjodäthylens mit Chlor bei gleichzeitiger Kühlung erwähnt werden, wobei das Chlor nur an das Jod angelagert wird unter Bildung eines kristallisierten Körpers von der Formel: $ClHC = CHJ\genfrac{}{}{0pt}{}{\diagup Cl}{\diagdown Cl}$.

Wenn man annimmt, daß das Jodatom relativ zum Chlor positiv geladen ist[2]), so folgt daraus, daß das Cis-Derivat, in welchem die beiden Halogenatome am nächsten sind, ein kleineres Dipolmoment besitzen wird, als das Trans-Derivat. Das wäre also gerade umgekehrt, wie

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **13**, 97, 1912; Handbuch der Radiologie **6**, 597.

2) J. Errera, Bull. Acad. Roy. Belg. 1925, p. 153; J. Errera u. M. Lépingle, idem p. 150; J. Errera, Journ. Phys. **6**, 390, 1925.

3) J. Errera, C. R. Acad. Paris **182**, 1623, 1926; Physik. Zeitschr. **27**, 764, 1926.

4) H. Van de Walle u. A. Henne, Bull. Soc. Chim. Belg. **34**, 399, 1925.

1) H. Van de Walle u. A. Henne, Bull. Soc. Chim. Belg. **35**, 29, 1926; Thiele u. Haack, Lieb. Ann. **369**, 135, 1926; Howell u. Noyes, Journ. Am. Chem. Soc. **1**, 991, 1920 and **1**, 182, 1923.

2) Für das positiv geladene Jod siehe z. B.: Anorg. Chemie von F. Ephraim, S. 294, Dresden, Steinkopff, 1922.

im Falle der Halogenderivate, wo die beiden Substituenten gleich sind.

Die beiden (cis- und trans-) Chlorjodäthylene sind nach dem Verfahren von H. van de Walle hergestellt worden, welches auf die Existenz von azeotropen Mischungen mit Prophylalkohol gegründet ist[1]).

In der folgenden Tafel sind die Versuchsergebnisse zusammengefaßt, die die Hypothese, daß in diesen Verbindungen das Jod relativ zum Chlor positiv geladen ist, bestätigen, da das Dipolmoment des trans-Derivates mehr als doppelt so groß ist, als das des cis-Derivates. Für die Einzelheiten der Messung verweisen wir auf vorangehende Arbeiten[2]). Erwähnt werden soll bloß, daß das Dipolmoment durch Messung der Molekularpolarisation in verdünnter Benzollösung bestimmt wurde, was eine Berechnung des P_∞-Wertes erlaubt; in erster Annäherung wurde statt $(P_E + P_A)$ der Wert von P_E für die D-Linie genommen[3]).

CHCl = CHJ

	Cis	Trans
P_∞	35,20	62,8
$P_{E \cdot D} \sim P_E + P_A$	28,49	29,41
$\mu \cdot 10^{18}$	0,57	1,27

1) H. Van de Walle, Mém. Acad. Soc. Belg., in 8°, S. 13, 16 u. 20. 1923. Für die Einzelheiten der Chlorjodäthylen-Darstellung, s. Fußnote 4) u. 5).

2) S. z. B. J. Errera, Physik. Zeitschr. **27**, 764, 1926.

3) Wir hoffen den Wert von $P_E + P_A$ bald durch Messungen im langwelligen Infraroten bestimmen zu können.

Brüssel, Technische Fakultät der Universität.

(Eingegangen 20. Juli 1928.)

Zwei neue Ähnlichkeitsgesetze für das Temperaturfeld turbulent strömender Flüssigkeiten und ihre Bedeutung für den Wärmeübergang.

Von L. Schiller.

Vorbehaltlich späterer näherer Ausführungen möchte ich im folgenden zwei neue, näherungsweise gültige Ähnlichkeitsgesetze für das Temperaturfeld turbulent strömender Flüssigkeiten mitteilen, die sich unschwer aus den Differentialgleichungen ableiten lassen und insbesondere für das Wärmeübergangsproblem für **beliebige** Flüssigkeiten (und Gase) von Bedeutung erscheinen. Sie gelten unter der in weitem Bereich empirisch begründeten Voraussetzung, daß im stationären Fall in dem vorwiegend von konvektiven Wirkungen beherrschten turbulenten Gebiet (d. h. abgesehen von der laminaren Randzone) die Geschwindigkeitsfelder — unabhängig von der Reynoldsschen Zahl — ähnlich sind (z. B. 7tel-Potenz-Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung).

1. Die genannte Voraussetzung besagt, daß in zwei Fällen (1 und 2) die Geschwindigkeitskomponenten an entsprechenden Stellen der turbulenten Zone sich verhalten wie die mittleren Geschwindigkeiten: $u_1 : u_2 = \bar{u}_1 : \bar{u}_2$. Dies berechtigt uns, in den konvektiven Gliedern der Differentialgleichung des Wärmeaustauschs (die wesentlich für die turbulente Zone in Betracht kommen) die Geschwindigkeitskomponenten proportional den mittleren Geschwindigkeiten zu setzen. Wir erhalten dann aus dieser Differentialgleichung für ähnlich berandete Fälle die Regel: Zwei Temperaturfelder beliebiger Flüssigkeiten sind ähnlich, wenn die Dimensionslose

$$\frac{c \cdot \varrho \cdot \bar{u} \cdot l}{\lambda} = \text{Const}^{1)}$$

ist (c = spez. Wärme bei konst. Druck, ϱ = Dichte, $\bar{u}$ = mittlere Geschwindigkeit, l = Länge, λ = Wärmeleitfähigkeit). Daraus ergibt sich leicht, daß die (dimensionslose) Wärmeübergangszahl $\frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$ eine reine Funktion von $\left(\frac{c \cdot \varrho \cdot \bar{u} \cdot l}{\lambda}\right)$ sein muß.

2. Aus der hydrodynamischen und der thermischen Differentialgleichung zusammen folgt unter der gleichen Voraussetzung für ähnlich berandete Fälle: Das Temperaturfeld einer beliebigen Flüssigkeit ist einem Geschwindigkeitsfeld dann ähnlich, wenn

$$\frac{c \cdot \varrho_2 \cdot \bar{u}_2 \cdot l_2}{\lambda} = \frac{\varrho_1 \cdot \bar{u}_1 \cdot l_1}{\mu}\ ^{2)}$$

ist (μ = Zähigkeit). Sämtliche Größen der linken Seite (Index 2) beziehen sich auf das System, für das das Temperaturfeld entnommen wird, sämtliche der rechten (Index 1) auf dasjenige, für welches das Geschwindigkeitsfeld entnommen wird.

Ein Spezialfall dieses 2. Gesetzes ist die von Prandtl[3]) vor längerer Zeit für den Fall $\varrho_1 = \varrho_2$, $\bar{u}_1 = \bar{u}_2$, $l_1 = l_2$ angegebene (von unseren

1) In der Bezeichnungsweise von Gröber: Peclet = Const.

2) In der Bezeichnungsweise von Gröber: Peclet = Reynolds.

3) L. Prandtl, Eine Beziehung zwischen Wärmeaustausch und Strömungswiderstand der Flüssigkeiten, Physik. Zeitschr. **11**, 1072, 1910.

Voraussetzungen freie) Ähnlichkeitsregel $\frac{\lambda}{c \cdot \mu} = 1$. Sie gibt darüber Aufschluß, wann in einem System Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld ähnlich sind.

Die wesentliche Bedeutung unseres 2. Gesetzes für die Fragen des Wärmeübergangs liegt darin, daß man daß Temperaturfeld und damit auch den Wärmeübergang erhält, wenn man das der Reynoldsschen Zahl der rechten Seite zugehörige Geschwindigkeitsfeld, insbesondere an der Wand, (z. B. für Rohrströmung aus dem Blasiusschen Gesetz), kennt. Ferner erkennt man für den Fall der stationären Rohrströmung (bei großer Anlauflänge), daß Gedankengang und Endformel für die Ermittelung des Wärmeübergangs, wie sie in unserer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) angegeben sind, vollkommen im Einklang mit dem hier angegebenen allgemeinen Ähnlichkeitsgesetz stehen[2]). Der Ähnlichkeitsansatz aus den beiden Differentialgleichungen liefert für diesen Fall sofort auch die Gleichung für den Wärmeübergang:

$$\frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = \frac{\psi(\mathrm{Pe})}{4} \cdot \mathrm{Pe},$$

worin α die Wärmeübergangszahl, d den Rohrdurchmesser und $\psi(\mathrm{Pe})$ den Widerstandskoeffizienten aus der Gleichung des hydraulischen Widerstandes (z. B. Blasiussches Gesetz) bedeutet, genommen für Rey = Pe.

Das Ähnlichkeitsgesetz 2 eröffnet auch günstige Perspektiven für andere Probleme des Wärmeübergangs. So läßt sich z. B. die Kármán-Latzkosche Formel für den Wärmeübergang an der ebenen Platte, die für $\frac{\lambda}{c \cdot \mu} = 1$ abgeleitet wurde, sofort für beliebige Flüssigkeiten dadurch verallgemeinern, daß man in ihr statt μ den Wert $\frac{\lambda}{c}$ einsetzt.

1) L. Schiller und Th. Burbach, Wärmeübergang strömender Flüssigkeit in Rohren, Physik. Zeitschr. **29**, 340, 1928.

2) Allerdings zeigt das neue Ähnlichkeitsgesetz, da nach ihm allgemein nur die Bedingung Rey = Pe zu erfüllen ist, noch mehrere andere Wege (z. B. entsprechende Veränderung von $\bar{u}$). Alle diese Wege aber führen zu unserer Endformel.

Leipzig, Abteilung für angewandte Mechanik und Thermodynamik des Physikalischen Instituts, 26. Juli 1928.

(Eingegangen 27. August 1928.)

Über Charakteristiken von Alkalizellen und ihre Bedeutung für die lichtelektrische Meßmethode.

Von R. Fleischer und H. Goldschmidt.

I. Teil.

In den letzten Jahren haben für Strahlungsmessungen in steigendem Maße lichtelektrische Photometer Verwendung gefunden, die im wesentlichen die Verbindung einer lichtelektrischen Zelle mit einem Einfadenelektrometer darstellen, und bei denen die Intensität des in die Zelle fallenden Lichtes fast ausschließlich nach der Entladungsmethode bestimmt wird. Zu diesem Zwecke wird bei abgeblendeter Zelle das System Zelle-Elektrometerfaden auf ein bestimmtes Potential geladen. Es bildet also die Elektrometerspannung zugleich das beschleunigende Potential der Zelle. Wird hierauf die Zelle belichtet, so entlädt der vom metallischen Belag der Zelle ausgehende Elektronenstrom das Elektrometer.

Bezeichnet man mit t die mit der Stoppuhr gemessene Zeit, während der der Faden ein bestimmtes Potential, das den Spannungen V_1 und V_2 entspricht, durchläuft, so wird die Intensität J des in die Zelle fallenden Lichtes zumeist aus nachstehender Formel, in der c_0 eine im allgemeinen nicht bekannte Konstante bedeutet, berechnet:

$$J = \frac{c_0}{t} \ln \frac{V_1}{V_2}. \tag{1}$$

Bei ungenügender Isolation, wenn also auch bei unbelichteter Zelle der Faden zwar langsam, aber doch merklich zurückwandert und in der Zeit t' das den Spannungen V_1' und V_2' entsprechende Intervall durchläuft, wird vorstehender Ausdruck ersetzt durch

$$J = c_0 \left(\frac{1}{t} \ln \frac{V_1}{V_2} - \frac{1}{t'} \ln \frac{V_1'}{V_2'} \right). \tag{1'}$$

Es ist nun oft darüber geklagt worden, daß auch bei völliger Konstanz der Zellen, die im folgenden stets vorausgesetzt werden soll, die mit verschiedenen Photometern auf diese Weise gewonnenen Resultate schwer miteinander vergleichbar seien. Bei unseren eigenen Messungen haben sich diese Bedenken nicht nur bestätigt, sondern es hat sich auch gezeigt, daß, wenn nicht besondere Vorsichtsmaßregeln beachtet werden, nicht einmal die mit einer Zelle nach der Entladungsmethode gewonnenen Resultate in sich gut übereinstimmen.

Da die von uns benutzten Zellen völlig konstant und frei von störenden Effekten, wie etwa während der Messung sich ausbildende Wandladungen, waren, konnten diese Unstimmigkeiten nur in der üblichen Form der Entladungsmethode oder in bisher noch nicht berücksichtigten Eigenschaften der Zellen begründet liegen.

Es erschien uns daher notwendig, die in lichtelektrischen Photometern angewandte Meßmethode und die zur Verwendung gelangenden Zellen näher zu untersuchen.

Aus den von der Elektrostatik gelehrten Beziehungen zwischen der Kapazität C, der Spannung V und der Elektrizitätsmenge Q folgt, da der lichtelektrische Effekt der Intensität J des in die Zelle fallenden Lichtes proportional ist und der das Elektrometer entladende Strom $\frac{dQ}{dt}$ von

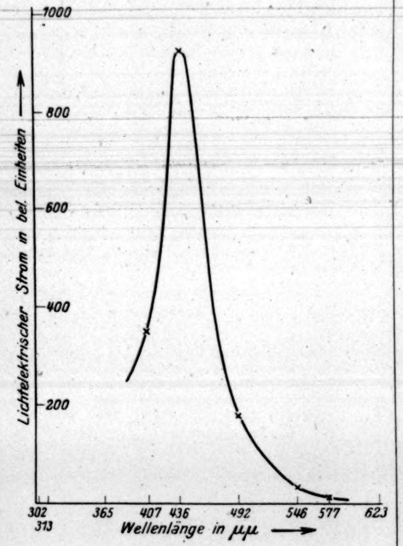

Fig. 1 A.

der Charakteristik $f(V)$ der Zelle abhängt, die Gleichung

$$\frac{dQ}{dt} = C\frac{dV}{dt} = kJf(V). \qquad (2)$$

Die in diesem Ausdruck enthaltene Konstante k ist von der Zellempfindlichkeit, vorgeschalteten Blenden, Lichtfiltern usw. abhängig. Aus Gleichung (2) berechnet sich die Intensität J des in die Zelle fallenden Lichtes zu

$$J = \frac{1}{t}\cdot\frac{C}{k}\int_{V_2}^{V_1}\frac{dV}{f(V)}\,^{1)}. \qquad (3)$$

Die Kapazität C des Systems ist dabei als konstant vorausgesetzt, eine Annahme, die jedoch nur für ein kleines Meßintervall zulässig ist. Wie H. Witte[1]) gezeigt hat, ist diese Kapazitätsänderung nicht unerheblich. Sie beträgt für ein von ihm untersuchtes Wulfsches Fadenelektrometer ohne Hilfsschneiden schon 2,4%, für ein Blättchenelektroskop 6% und kann nach unseren Erfahrungen, wenn zur Erzielung hoher Empfindlichkeit mit sehr engem Schneidenabstand gearbeitet wird, noch einige Prozent mehr betragen.

Um Gleichung (3) integrieren zu können, bedarf es der Kenntnis der Zellcharakteristik $f(V)$. Ihre Ermittelung ist einwandfrei nur auf experimentellem Wege durch Ausmessen der Stromspannungskurven in monochromatischem Lichte

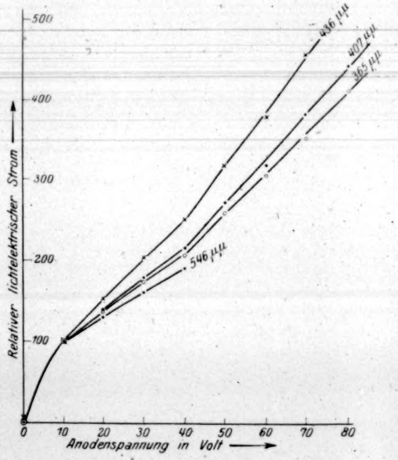

Fig. 1 B.

möglich und wird im II. Teile noch näher zu erörtern sein. Wenn mit einem kleinen Meßintervall gearbeitet wird, kann in demselben in erster Annäherung und mit genügender Genauigkeit die Charakteristik der Zelle stets durch eine Gerade ersetzt werden.

Hierbei sind nachstehende Fälle zu unterscheiden:

A. Gute Isolation.

Fall a). Innerhalb des Meßgebietes kann die Zellcharakteristik durch eine Nullpunktsgerade mit der Gleichung

$$f(V) = a\,V$$

ersetzt werden. Damit geht Gleichung (3) über

1) P. Götz, Das Strahlungsklima von Arosa, S. 42. J. Springer, Berlin 1926.

1) H. Witte, Physik. Zeitschr. **28**, 429, 1927.

in die mit Formel (1) identische Beziehung

$$J = \frac{1}{t} \cdot \frac{C}{ak} \ln \frac{V_1}{V_2}. \qquad \text{(Ia)}$$

Da die Stromspannungskurven fast nie durch den Nullpunkt gehen (s. Fig. III B, IV B, V B), ist dieser Fall höchst selten und kann in der Regel nur in einem kleinen Gebiet der Stoßionisation verwirklicht sein.

Fall b). Innerhalb des Meßgebietes kann die Zellcharakteristik durch eine Gerade, die die Abszisse im Punkte $V = V_0$ schneidet, ersetzt

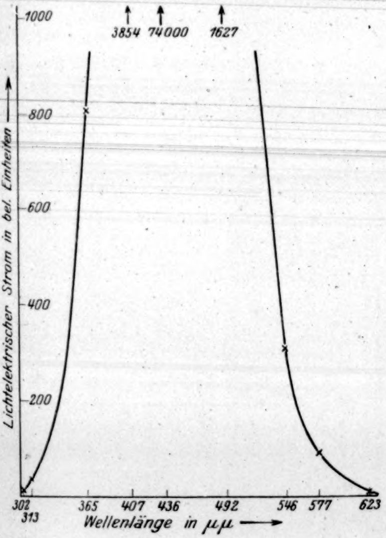

Fig. 2 A.

werden. Dieser Fall kommt am häufigsten vor und ist daher praktisch besonders wichtig. Da in der Mehrzahl der uns bekannten Fälle V_0 negativ ist, kann die Gleichung der Geraden in nachstehender Form geschrieben werden

$$f(V) = b(V + V_0).$$

Daraus folgt

$$J = \frac{1}{t} \frac{C}{bk} \ln \frac{V_1 + V_0}{V_2 + V_0}. \qquad \text{(IIa)}$$

Fall c). Innerhalb des Meßgebietes ist die Charakteristik darstellbar durch eine Parallele zur Abszisse mit der Gleichung

$$f(V) = c.$$

Es ergibt sich

$$J = \frac{1}{t} \cdot \frac{C}{ck} (V_1 - V_2). \qquad \text{(IIIa)}$$

Man erkennt, daß ohne Kenntnis der Charakteristik der Zelle ein einwandfreies Arbeiten nach der Entladungsmethode nicht möglich ist. Dabei ist besonders unangenehm, daß die experimentelle Bestimmung der Charakteristik umständlich und zeitraubend ist und daß es außerdem kaum 2 lichtelektrische Zellen geben dürfte, die in ihren Eigenschaften einander völlig gleichen.

B. Mangelhafte Isolation.

Weitere Schwierigkeiten treten bei Berücksichtigung der Isolationsfehler ein. Zumeist sind diese allerdings so gering, daß sie gegenüber der durch den lichtelektrischen Strom hervorgerufenen, verhältnismäßig raschen Entladung nicht ins Gewicht fallen. Wird nach der Entladungsmethode aber auch noch lichtelektrisch wenig wirksames Licht gemessen, zum Beispiel schwaches diffuses oder spektral zerlegtes langwelliges Licht, so können lichtelektrischer Strom und Isolationsverlust leicht von gleicher Größenordnung sein — zumal wenn mit Glaszellen, die nun einmal keine guten Isolatoren sind, gearbeitet wird.

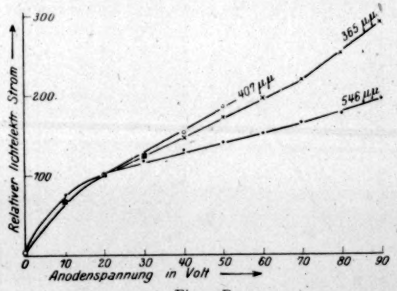

Fig. 2 B.

Dann ist eine Vernachlässigung der Isolationsfehler nicht mehr angängig.

Anmerkung. Bei der langsamen Selbstentladung des Elektrometers wirken außer den Isolationsverlusten auch noch andere Effekte, wie Höhenstrahlung, Eigenstrahlung der Gefäßwände usw. mit. Dieselben sind jedoch von anderer Größenordnung wie die mit den lichtelektrischen Strömen vergleichbaren Isolationsfehler — nur solche sind von praktischer Bedeutung — und können daher unberücksichtigt bleiben.

Sind Isolationsfehler vorhanden, so tritt zu dem von der lichtelektrischen Zelle ausgelösten, das Elektrometer entladenden Strom noch ein

zweiter, der über die Isolationskörper fließt und von der Leitfähigkeit l der Isolatoren und der Spannung V abhängt. Dann tritt an Stelle der Gleichung (2) der Ausdruck

$$C\frac{dV}{dt} = kJf(V) + lV. \tag{4}$$

l ist bei abgeblendeter Zelle leicht zu bestimmen und ergibt den Wert

$$l = \frac{C}{t'}\ln\frac{V_1'}{V_2'}. \tag{5}$$

Bei der Integration der Gleichung (4) sind wieder 3 Fälle zu unterscheiden.

Fall a). Innerhalb des Meßbereiches kann die Zellcharakteristik durch eine Nullpunktgerade ersetzt werden. Aus

$$f(V) = aV$$

folgt

$$J = \frac{C}{ak}\left\{\frac{1}{t}\ln\frac{V_1}{V_2} - \frac{1}{t'}\ln\frac{V_1'}{V_2'}\right\}. \tag{Ib}$$

Da die Kapazität C von der Fadenstellung abhängig ist, wird es sich hier, sowie in den übrigen noch zu entwickelnden Fällen empfehlen, die licht-

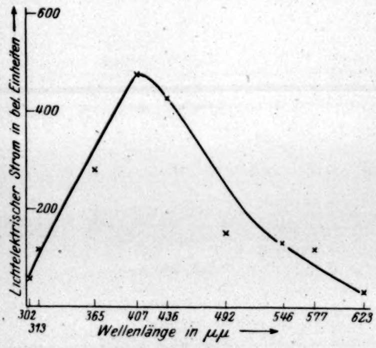

Fig. 3 A.

elektrischen Messungen und die Bestimmung des Isolationsfehlers in dem gleichen Meßgebiet auszuführen. An Stelle der Gleichung (Ib) würde dann nachstehende einfachere Beziehung gelten

$$J = \frac{C}{ak}\left(\frac{1}{t} - \frac{1}{t'}\right)\ln\frac{V_1}{V_2}.$$

Fall b). Innerhalb des Meßgebietes wird die Zellcharakteristik durch eine Gerade ersetzt, die die Abszisse im Punkte $V = V_0$ schneidet, also

$$f(V) = b(V + V_0).$$

Dann führt die Integration der Gleichung (4) zu dem Ausdruck

$$t = \frac{C}{bkJ + l}\ln\frac{(bkJ + l)V_1 + bkJV_0}{(bkJ + l)V_1 + bkJV_0}, \tag{6}$$

der zur Bestimmung der Intensität J in eine Reihe entwickelt werden soll. Diese Reihenentwicklung kann in verschiedener Weise ausgeführt werden.

1. Form. Die Reihenentwicklung entspreche dem Ausdruck

$$\ln(x + y) = \ln x + \frac{y}{x} - \frac{1}{2}\left(\frac{y}{x}\right)^2 \pm \cdots \quad \frac{y}{x} < 1 \tag{7}$$

Setzt man

$$x_1 = bkJ(V_1 + V_0) \qquad x_2 = lV_1$$
$$y_1 = bkJ(V_2 + V_0) \qquad y_2 = lV_2$$

und beschränkt sich nur auf das erste Glied der Reihenentwicklung, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Gleichung (5) das Resultat

$$J = \frac{C}{bk}\left\{\frac{1}{t}\ln\frac{V_1 + V_0}{V_2 + V_0} - \frac{1}{t'}\ln\frac{V_1'}{V_2'}\right\}. \tag{IIb}$$

Gleichung IIb erinnert in ihrem Bau an die Aus-

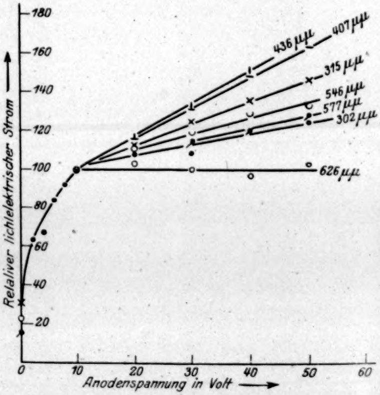

Fig. 3 B.

drücke Ib und IIa. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß jemand ohne theoretische Ableitungen, lediglich auf Grund einer den Gleichungen Ib und IIa entsprechenden Analogiebildung gleichfalls zu dem Resultat IIb gelangt. Leider besitzt diese einfache und übersichtlich gebaute Formel nur geringe praktische Bedeutung. Für größere Werte von V_0 ist sie unbrauchbar, denn mit wachsendem V_0 wird der Gesamtausdruck immer kleiner und schließlich sogar negativ. Gleichung IIb ist also nur bei kleinem V_0 brauchbar. Aber auch dann ist ihr praktischer Wert

gering. Denn liegt V_0 nahe bei Null, so dürfte es meist ohne großen Fehler möglich sein (zumal wenn man den frühzeitigen Abbruch vorstehender Reihenentwicklung bedenkt) V_0 vollständig zu vernachlässigen, also die Intensität J des Lichtes nach einem der Formel I b entsprechenden Ausdruck zu berechnen.

Wird in der Reihenentwicklung (7) auch das 2. Glied berücksichtigt, so ergibt sich zur Bestimmung von J eine quadratische Gleichung, deren zahlenmäßige Auswertung für den praktischen Gebrauch zu umständlich erscheint.

2. Form. Man benutze die Reihenentwicklung

$$\ln x = 2\left\{\frac{x-1}{x+1} + \frac{1}{3}\left(\frac{x-1}{x+1}\right)^3 + \cdots\right\} \qquad (8)$$

und setze

$$x = \frac{(bkJ + l)\,V_1 + bkJV_0}{(bkJ + l)\,V_2 + bkJV_0}.$$

Sind V_1 und V_2 voneinander nicht sehr verschieden (kleines Meßbereich), so konvergiert diese Reihe ziemlich rasch, vor allem, wenn V_0 positiv ist, und man kann die Reihenentwicklung auf das erste Glied beschränken. Man erhält als Endergebnis

$$J = K_1\left\{\frac{V_1 - V_2}{t} - \frac{V_1 + V_2}{2t'}\ln\frac{V_1'}{V_2'}\right\}. \qquad \text{(II c)}$$

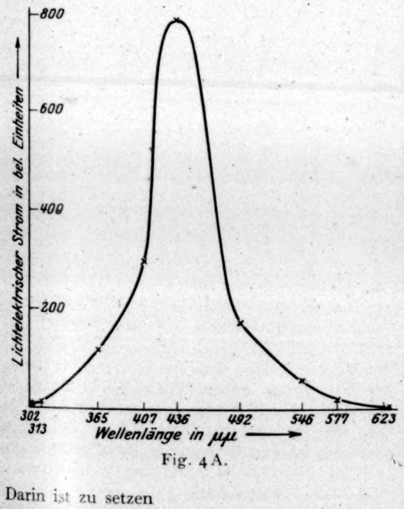

Fig. 4 A.

Darin ist zu setzen

$$K_1 = \frac{C}{bk\,(V_1 + V_2 + 2V_0)}.$$

Die Anwendungsmöglichkeit der Gleichung II c ist ebenfalls begrenzt, da sie ein kleines Meßbereich voraussetzt. Bei langsamer Entladung des Elektrometers infolge lichtelektrisch sehr wenig wirksamen Lichtes, bei der Isolationsfehler in erster Linie zu berücksichtigen sind, ist diese Voraussetzung jedoch immer erfüllt. Daher ist im allgemeinen Gleichung II c dem Ausdruck II b vorzuziehen.

3. Form. Zu einem weiteren Ausdruck für die Intensität J gelangt man, wenn man Gleichung (6) in eine Reihe von der Form

$$\ln(x + y) < \ln x + 2\left\{\frac{y}{2y + x} + \frac{1}{3}\left(\frac{y}{2x + y}\right)^3 + \cdots\right\}$$

entwickelt. (9)

Man setze

$$x_1 = (bkJ + l)\,V_1 \qquad y_1 = bkJV_0$$
$$x_2 = (bkJ + l)\,V_2 \qquad y_2 = bkJV_0$$

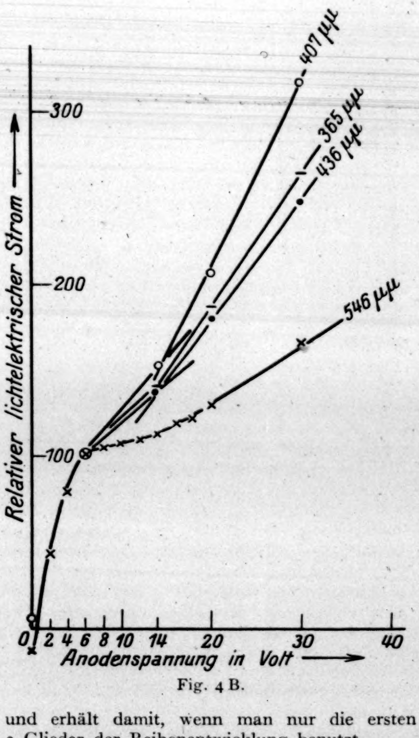

Fig. 4 B.

und erhält damit, wenn man nur die ersten 2 Glieder der Reihenentwicklung benutzt,

$$t = \frac{C}{bkJ + l}\left\{\ln\frac{V_1}{V_2} + A\left(\frac{1}{2V_1 + A} - \frac{1}{2V_2 + A}\right)\right\};$$

$$A = \frac{bkJV_0}{bkJ + l}.$$

Führt man in dem Bruch $\frac{bkJV_0}{bkJ+l}$ die Division aus und beschränkt sich dabei nur auf das erste Glied, so ergibt sich zur Bestimmung der Intensität J die Gleichung

$$J = \frac{C}{bk}\left\{\frac{1}{t}\left(\ln\frac{V_1}{V_2} - K_2\right) - \frac{1}{t'}\ln\frac{V_1'}{V_2'}\right\} \quad \text{(IId)}$$

$$K_2 = \frac{4V_0(V_1 - V_2)}{(2V_1 + V_0)(2V_2 + V_0)}.$$

Vom Ausdruck Ib unterscheidet sich Gleichung IId durch die Konstante K_2. Ihre Anwendung

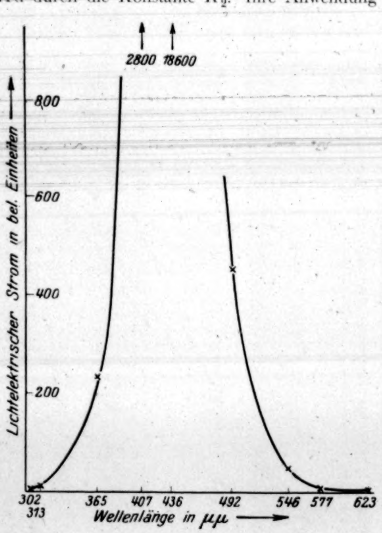

Fig. 5 A.

wird sich dort empfehlen, wo es sich nur um geringfügige Isolationsstörungen handelt und wo V_0 wesentlich von Null verschieden ist.

Fall c). Innerhalb des Meßgebietes ist die Zellcharakteristik darstellbar durch eine Parallele mit der Gleichung

$$f(V) = c.$$

Die Integration der Gleichung (4) ergibt den Ausdruck

$$t = \frac{C}{l}\ln\frac{ckJ + lV_1}{ckJ + lV_2}.$$

Aus ihr folgt durch Logarithmieren ein Ausdruck für J, der zwar mathematisch relativ einfach ist, aber für die zahlenmäßige Auswertung in der Praxis, da die Messungen und Berechnungen auch von weniger geschulten Beobachtern ausgeführt werden müssen, sich nicht eignet.

Es wird sich daher auch in diesem Falle eine Reihenentwicklung notwendig erweisen. Da die Reihe (7) zu keinem brauchbaren Ausdruck führt, werde die Entwicklung gemäß der Reihe (8) durchgeführt.

Aus

$$x = \frac{ckJ + lV_1}{ckJ + lV_2}$$

folgt, wenn nur das erste Glied der Reihe berücksichtigt wird, als Resultat

$$J = \frac{C}{ck}\left\{\frac{V_1 - V_2}{t} - \frac{V_1 + V_2}{2t'}\ln\frac{V_1'}{V_2'}\right\}. \quad \text{(IIIb)}$$

Die Anwendung der Reihe (9) führt zu dem gleichen Ergebnis. Bis auf eine Konstante ist Ausdruck IIIb identisch mit Gleichung IIc.

II. Teil.

Die vorangehenden Ausführungen haben gezeigt, wie wichtig die Kenntnis der Form der Charakteristik der benutzten lichtelektrischen Zelle ist. Sie gelten, wenn die lichtelektrische Zelle in einer Schaltung benutzt wird, bei der die Aufladespannung des Einfadenelektrometers

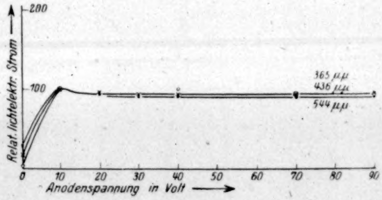

Fig. 5 B.

gleichzeitig das beschleunigende Potential der ausgelösten Elektronen ist. Das bedeutet aber, sobald das Einfadenelektrometer durch den lichtelektrischen Strom entladen wird, ändert sich im gleichen Maße die beschleunigende Spannung der Zelle. Das Potential, das an dem Auffangenetz oder an der Metallkathode der Zelle liegt, ist während der Messung nicht konstant. Die lichtelektrische Zelle läuft gewissermaßen einen Teil ihrer Charakteristik ab. Dieser Teil der Charakteristik muß bei Anwendung dieser Methode bekannt sein.

Wenn unzerlegtes Licht einer bestimmten spektralen Verteilung oder Licht nur einer Wellenlänge lichtelektrisch photometriert werden soll, so ist die obige Methode auf jeden Fall einwandfrei, da die Kenntnis nur einer Stromspannungskurve

vorauszusetzen ist, nämlich derjenigen, die bei Bestrahlung der Kathode mit unzerlegtem Lichte oder mit jener bestimmten Wellenlänge erhalten wird.

Werden aber mit demselben lichtelektrischen System verschiedene spektrale Bereiche photometriert, und soll bei Kenntnis nur einer Charakteristik die obige Methode einwandfrei angewandt werden, so müssen die bei Bestrahlung der Kathode mit Licht verschiedener Wellenlängen erhaltenen Stromspannungskurven untereinander gleich sein. Die Charakteristiken für verschiedene Wellenlängen müssen sich einigermaßen decken, nachdem eine Reduktion vorgenommen worden ist, die gestattet, die lichtelektrischen Ströme verschiedener Wellenlängen untereinander zu vergleichen[1]). Ist diese Forderung nicht erfüllt, so müssen die Stromspannungskurven für alle Spektralgebiete, mit denen die Kathode bestrahlt wird, bekannt sein.

Um zu prüfen, ob diese Bedingung erfüllt ist, wurden an einigen Alkalizellen Stromspannungscharakteristiken bei Bestrahlung mit Licht verschiedener Wellenlängen gemessen. Diese seien hier für fünf Alkalizellen wiedergegeben.

Außerdem ist die spektrale Empfindlichkeitsverteilung der einzelnen Zellen aufgenommen worden. Die lichtelektrischen Ströme sind bezogen auf Einheiten des auffallenden Lichtes.

Die Zellen seien im folgenden kurz beschrieben:

Zelle I:

Durch Zerstäuben von Platin ist die Zellwand mit einer Platinschicht überzogen worden. Auf diese wurde durch Zerstäuben ein Kaliumniederschlag gebracht. Die Zelle hat die Form eines schwarzen Körpers. Die Anode besteht aus einem ringförmig gebogenen Platindraht. Die Zelle ist mit Wasserstoff gefüllt. Der Druck in der Zelle entspricht etwa dem Drucke einer Quecksilbersäule von 0,1 mm Länge. Die Zelle wurde selbst hergestellt.

Zelle II:

Nach der Destillation des Kaliums in die Zelle wurde diese mit Wasserstoff beschickt. Der Druck in der Zelle beträgt etwa 0,01 mm Hg. Sie hat ebenfalls die Form eines schwarzen Körpers. Die Anode ist ein ringförmig gebogener Platindraht. Die Zelle ist selbst hergestellt worden.

Zelle III:

Eine Zelle englischer Herkunft, die dankenswerterweise von der Firma Osram-G. E. C., Ltd., London, zur Verfügung gestellt wurde. Die Anode besteht aus einem Drahtgitter. Die Art des Alkalimetalles der Kathode ist unbekannt. Zur Zellfüllung dient Wasserstoff. Die Zelle zeichnet sich durch Rotempfindlichkeit aus.

Zelle IV:

Eine Rubidiumzelle mit Argonfüllung von der Firma Günther & Tegetmeyer. Als Anode dient eine Drahtgabel.

Zelle V:

Die Kathode wurde durch Destillation des Kaliums in die Zelle hergestellt, diese mit Wasserstoff beschickt und danach bis auf bestes Vakuum ausgepumpt. Sie ist wie die Zellen I und II als schwarzer Körper ausgebildet. Als Anode wird ein ringförmig gebogener Platindraht benutzt. Die Zelle wurde selbst hergestellt.

Eine Stromspannungskurve läßt sich in drei Teile zerlegen. Der erste Teil reicht bis zum Einsatz der Sättigung, der zweite Teil vom Einsatz der Sättigung bis zum Beginn der Stoßionisation und der dritte Teil beginnt mit dem Einsetzen der letzteren. Man sieht an Hand der Kurven, daß der Anfang der Sättigung (Fig. 1B, 2B, 3B, 4B, 5B) und die Einsatzspannung der Stoßionisation (Fig. 1B und 4B) unabhängig von der Wellenlänge des aufgestrahlten Lichtes sind, soweit die verhältnismäßig groben Spannungsmessungen einen solchen Schluß zulassen. Im übrigen aber zeigen die Kurvenscharen für die einzelnen Zellen, daß keineswegs die oben geforderte Bedingung erfüllt ist. Es war ja für einwandfreie Benutzung der Anfangs geschriebenen Methode gefordert worden, daß die Stromspannungskurven, die bei Bestrahlung der Kathode mit Licht verschiedener Wellenlängen erhalten werden, sich einigermaßen decken, nachdem eine Reduktion vorgenommen worden ist, die gestattet, die lichtelektrischen Ströme verschiedener Wellenlängen untereinander zu vergleichen.

Betrachten wir insbesondere den Teil der Stromspannungskurven, der zwischen Beginn der Sättigung und Beginn der Stoßionisation liegt, so sehen wir, daß die Neigung dieses Teiles der Charakteristik zur Abszisse eine Funktion der Wellenlänge ist. Gehen wir vom roten Teile des sichtbaren Spektralgebietes aus, so nimmt die Neigung mit zunehmender Frequenz des aufgestrahlten Lichtes zu, erreicht ein Maximum und nimmt dann wieder ab. Die Lage des Maximums ist für die verschiedenen Zellen nicht die gleiche.

1) Um die lichtelektrischen Ströme der verschiedenen Wellenlängen untereinander vergleichen zu können, wurde der bei Beginn der Sättigung erhaltene Strom als Einheit gewählt.

Ein abweichendes Verhalten zeigt die Zelle V, deren Charakteristiken zwischen Beginn der Sättigung und Einsatz der Stoßionisation unabhängig von der Wellenlänge des aufgestrahlten Lichtes angenähert parallel zur Abszisse verlaufen. Da diese Zelle bestens evakuiert ist, während die anderen vier Zellen bis zu einem gewissen Drucke mit Gas gefüllt sind, ist möglicherweise die Erscheinung der mehr oder weniger starken Neigung des lichtelektrischen Sättigungsstromes zur Abszisse auf die Gasfüllung der Zellen zurückzuführen. Einen endgültigen Schluß können erst weitere Untersuchungen bringen.

Aus den Stromspannungskurven der verschiedenen Zellen ist ersichtlich, daß eine einwandfreie Anwendung der oben beschriebenen Meßmethode nur möglich ist, wenn für die zu untersuchenden Spektralbereiche die entsprechenden Stromspannungskurven bekannt sind, oder wenn Zellen vom Typus V benutzt werden.

Während der Ausführung der Versuche erschien in den „Naturwissenschaften" eine Zuschrift von R. Suhrmann[1][2], in der die Veröffentlichung von Stromspannungscharakteristiken bestens evakuierter Zellen in Aussicht gestellt wird. Suhrmann findet für gut evakuierte Zellen ein Abweichen des Sättigungsstromes von der Parallelen zur Abszisse in der Nähe der lichtelektrischen roten Grenze. Gasgefüllte Zellen wurden nicht untersucht.

Weiterhin liegen Untersuchungen von E. Ives[3][4][5] an evakuierten und gasgefüllten Zellen vor. Die evakuierten Zellen zeigen die Parallelität des Sättigungsstromes zur Abszisse. Die gasgefüllten Zellen und dünne Alkalischichten sind schwer zur ausgesprochenen Sättigung zu bringen. Eine Abhängigkeit der Neigung der Stromspannungscharakteristiken zur Abszisse von der Frequenz des aufgestrahlten Lichtes ist nicht zu ersehen. Allerdings sind teils Filter benutzt worden, teils hat Ives keinerlei Angaben über die Wellenlängen des aufgestrahlten Lichtes gemacht. Die Vermutung liegt nahe, daß mit Frequenzen belichtet wurde, deren zugehörige Stromspannungskurven mit der Abszisse gleiche Winkel bilden.

Zusammenfassung.

Im ersten Teile wird die Theorie der Entladungsmethode diskutiert.

Im zweiten Teile wird gezeigt, daß die Neigungen der Stromspannungscharakteristiken der Alkalizellen zur Abszisse zumeist von der Frequenz des aufgestrahlten Lichtes abhängen. Ohne Kenntnis der Zellcharakteristik in dem zu messenden Spektralgebiete können mit der Entladungsmethode keine einwandfreien und vergleichbaren Resultate erhalten werden, vor allem dann nicht, wenn mit verschiedenfarbigem Licht gearbeitet wird, und außerdem Isolationsfehler zu berücksichtigen sind. Am einfachsten gestalten sich die Messungen nach der Entladungsmethode, wenn Zellen verwandt werden, deren Stromspannungskurven im Sättigungsgebiet parallel zur Abszisse verlaufen, wie dies bei Zelle V der Fall ist, d. h. bei gut evakuierten Zellen.

Dresden, im Juli 1928.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Sächsische Landeswetterwarte.

(Eingegangen 18. August 1928.)

1) R. Suhrmann, Naturwiss. XVI, 336, 1928.
2) B. Gudden, Naturwiss. XVI, 547, 1928.
3) E. Ives und C. Frey, Astrophys. Journ. **56**, 1, 1922.
4) E. Ives, Astrophys. Journ. **60**, 209, 1924.
5) E. Ives, The Bell System Technical Journ. Vol. V, 320, 1926.

Die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit unter Verwendung des elektrooptischen Kerr-Effektes.

Von A. Karolus und O. Mittelstaedt.

(Vorläufige Mitteilung.)

Einleitung.

Die Anordnung im klassischen Versuche Fizeaus zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit ist bekanntlich folgende: Ein Lichtstrahl fällt durch eine Lücke eines Zahnrades auf einen entfernt stehenden Spiegel und wird von diesem bei ruhendem Rade wieder durch dieselbe Lücke zurückgeworfen. Der zurückfallende Strahl wird mit dem Auge beobachtet. Versetzt man nun das Zahnrad in Rotation, so wird das Licht $n\ m$ mal pro Sekunde unterbrochen, wenn n die Anzahl der Zähne und m die Umdrehungszahl des Rades pro Sekunde ist. Nennen wir $n \cdot m$ die Unterbrechungsfrequenz des Lichtes, so gibt es bei einer vorgegebenen Entfernung $\frac{s}{2}$ (s = Lichtweg) des Spiegels vom Zahnrad eine Unterbrechungsfrequenz, bei der der Lichtimpuls, der durch die Lücke austrat, beim Zurückkommen infolge der endlichen Lichtgeschwindigkeit gerade den auf die Lücke folgenden Zahn vorfindet. In diesem Falle ist die Licht-

geschwindigkeit durch den Ausdruck

$$c = 2\,nms \tag{1}$$

gegeben und der beobachtete Lichtstrahl hat hierbei eine minimale Intensität, wenn wir diese als Funktion der Unterbrechungsfrequenz betrachten. Weitere Minima treten bei steigender Unterbrechungsfrequenz auf, wenn der Lichtimpuls nicht den neben seiner Austrittslücke befindlichen Zahn, sondern einen entfernteren antrifft, d. h. der Lichtimpuls braucht in den Minimumsfällen zum Zurücklegen des Weges die Zeit

$$\tau = \frac{1}{2\,nm},\quad \frac{3}{2\,nm},\quad \frac{5}{2\,nm}\cdots \text{sec}$$

oder allgemein

$$\tau = \frac{2k-1}{2\,nm}\ \text{sec}. \tag{2}$$

Man bezeichnet k als Ordnungszahl und spricht von einem Minimum k-ter Ordnung. Cornu hat gezeigt, daß die prozentuale Einstellgenauigkeit des Minimums bei Änderung der Unterbrechungsfrequenz direkt proportional die Größe k ist. Eine Erhöhung der Ordnung läßt sich außer durch Steigern der Unterbrechungsfrequenz auch durch Vergrößerung des Lichtweges erreichen. Infolgedessen sind alle Versuche mit der Zahnradmethode darauf angewiesen, zur Steigerung der Genauigkeit eine möglichst hohe Unterbrechungsfrequenz und einen möglichst langen Lichtweg zu wählen. Die experimentellen Schwierigkeiten liegen deshalb in der genauen Messung von Lichtwegen bis zu 40 km, und in der exakten Bestimmung der Drehzahl des Zahnrades, die zur Beobachtung des Minimums dazu noch veränderlich sein muß.

Neue Anordnung zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit.

Im Jahre 1925[1]) machte Karolus den Versuch, die durch das rotierende Zahnrad erzeugte mechanische Lichtunterbrechung durch eine rein elektrische, trägheitslose Lichtsteuerung zu ersetzen. Durch Verwendung des elektrooptischen Kerreffektes als Lichtrelais war es möglich, die Unterbrechungsfrequenz bis zu 10^7 pro sek. zu steigern, wodurch der für das Minimum erster Ordnung nötige Lichtweg auf 15 m herabgesetzt wurde. Die Versuche wurden vorerst mit geringer Entfernung gemacht, um hieran die prinzipielle Brauchbarkeit der Methode zu untersuchen.

1) Sächsische Akademie, Sitzung vom 7. Dezember 1925.

Im Grunde geht diese Methode auf einen Vorschlag von Des Coudres[1]) aus dem Jahre 1893 zurück, mit Hilfe des Kerreffektes und der bekannten Lichtgeschwindigkeit die Frequenz Hertzscher Wellen zu messen. Nachdem es heute aber durchaus möglich ist, die Frequenz derartig rascher Schwingungen absolut zu bestimmen, stand nichts im Wege, diese Anordnung umgekehrt zur Messung der Lichtgeschwindigkeit zu verwenden[2]). Die Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt.

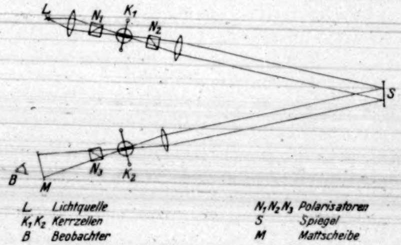

Fig. 1.

Der Vorgang ist folgender: Das Licht wird durch einen Nicol N_1 linear polarisiert in einer Polarisations-Ebene, die unter 45^0 gegen die elektrischen Kraftlinien der Kerrzelle K_1 geneigt ist. Das Licht wird sodann in K_1 entsprechend der anliegenden Spannung elliptisch polarisiert. Die Doppelbrechung ist nach Kerr

$$\varphi = \frac{f'\,V^2}{a^2}. \tag{3}$$

f' ist gegeben durch

$$f' = \frac{2\pi B l}{300^2}.$$

Hier bedeuten φ die Doppelbrechung im Winkelmaß, B die Kerrkonstante, V die Spannung in Volt, l die Plattenlänge und a der Plattenabstand in Zentimeter.

Bei Wechselspannung der Frequenz ν gilt:

$$\varphi = \frac{f'}{a^2}\, e_0^2 \sin^2(2\pi\nu t)\,. \tag{4}$$

Durch N_2, dessen Polarisationsebene um 90^0 gegen N_1 geneigt ist, tritt dann periodisch unterbrochenes Licht der Frequenz $2\,\nu$ aus, da infolge des quadratischen Zusammenhanges zwischen

1) Des Coudres: Einige Bemerkungen über elektrische Doppelbrechung. Verh. d. Deutsch. Naturforscher und Ärzte 1893.

2) Inzwischen haben Pringsheim und Gaviola auch auf diese Möglichkeit hingewiesen, aber keine Messung der Lichtgeschwindigkeit vorgenommen. Zeitschr. f. Phys. Bd. **35**, S. 748; Zeitschr. f. Phys. Bd. **52**, S. 853; Ann. d. Phys. Bd. **81**, S. 681.

Spannung und Doppelbrechung pro Periode zwei Lichtimpulse auftreten. Die Intensität des austretenden Lichtstrahls ist gegeben durch

$$J = \frac{J_H}{2}\left(1 - \cos f' \frac{V^2}{a^2}\right). \qquad (5)$$

Der Lichtstrahl, der durch die Sendeoptik N_1, K_1, N_2 periodisch unterbrochen ist, tritt nun über den Spiegel S nach Zurücklegen des Weges s in die Kerranordnung $K_2 N_3$ ein, die erneut ein Lichtrelais darstellt, dessen Polarisator wegfallen kann, da das Licht bereits N_2 linear polarisiert verläßt. Beide Kerrzellen K_1 und K_2 liegen parallel zu der Schwingkreiskapazität des Röhrensenders. Die Zuleitungen zu den Zellen sind möglichst symmetrisch, so daß die elektrischen Felder in K_1 und K_2 in Phase sind. Die Polarisationsebene N_3 ist gegen die von N_2 wieder um 90^0 geneigt. Bei konstant gehaltenem Lichtwege treten nun analog dem Fizeauschen Versuch bei Variation der Frequenz Lichtminima in B auf. Vorversuche ergaben mit dieser Anordnung bei erster Ordnung einen mittleren Fehler der einzelnen Messung von ± 1 Proz. Voraussetzung dieser Methode ist, daß die Amplitude der Wechselspannung sich bei Variation der Frequenz nicht ändert und daß die Intensität der Lichtquelle während der Dauer einer Messung konstant bleibt.

Eine Steigerung der Genauigkeit bei gleichzeitiger weitgehender Unabhängigkeit von den eben erwähnten Voraussetzungen ergab sich durch folgende Änderung der optischen Anordnung. Dreht man die Kerrzelle K_2 um 90^0 gegen K_1, so daß die Felder in K_1 und K_2 aufeinander senkrecht stehen, so wird in K_2 einem Lichtstrahl stets Doppelbrechung des entgegengesetzten Vorzeichens erteilt wie in K_1. Trifft nun das Licht beim Durchgange durch K_2 dieselben Momentanwerte der elektrischen Wechselspannung an wie in K_1 (z. B. bei $s = 0$), so wird das Licht beim Austritt aus K_2, falls beide Zellen gleiche geometrische Ausmaße haben und an gleicher Spannung liegen, wieder linear polarisiert sein; d. h. die Doppelbrechungen kompensieren sich. Es wird also ein um 90^0 gegen N_1 orientierter Analysator N_3 (N_2 fällt weg) kein Licht hindurchgehen lassen. Dies ist nicht nur der Fall, wenn $s = 0$ ist, sondern auch dann, wenn das Licht zum Durchlaufen des Weges eine Zeit τ braucht, die gleich ist einem ganzzahligen Vielfachen der Dauer einer Halbperiode der anliegenden Wechselspannung. Es wird

$$\tau = \frac{s}{c} = \frac{1}{2\nu} \text{ oder allgemein } = \frac{k}{2\nu} \text{ sec.} \qquad (6)$$

In den durch (6) gekennzeichneten Fällen ist das in den Analysator N_3 eintretende Licht vollständig linear polarisiert und wird bei der angegebenen Orientierung gerade ausgelöscht. Bei allen anderen Frequenzen wird Licht durch den Analysator austreten. Das Licht fällt auf eine Mattscheibe und wird subjektiv beobachtet.

Legt man, was aus Gründen der Betriebssicherheit notwendig ist[1]), keine reine Wechselspannung, sondern eine Gleichspannung E_0, der eine Wechselspannung überlagert ist, an die Kerrzellen, so gilt die Beziehung (6) für ganzzahlige Vielfache der Vollperiode, somit

$$\tau = \frac{s}{c} = \frac{k}{\nu} \text{ sec}. \qquad (7)$$

Der aus dem Analysator austretende Lichtstrom in Abhängigkeit von ν und s ist gegeben durch die Beziehung:

$$J \sim \int_{\omega t = 0}^{\omega t = 2\pi} \left(1 - \cos \frac{f'}{a^2}\left[(E_0 + e_0 \sin \omega t)^2 - \left(E_0 + e_0 \sin \omega\left(t - \frac{ks}{c}\right)\right)^2\right]\right) dt. \qquad (8)$$

Fig. 2 zeigt den planimetrisch errechneten Verlauf dieser Funktion, wobei J in Abhängigkeit von ν bei konstantem Lichtweg aufgetragen ist. Die Kompensationsmethode ist als Nullmethode unabhängig von Schwankungen der Spannung und der Lichtquelle.

Die Messung der Lichtgeschwindigkeit besteht in der Bestimmung der Frequenz, bei der die Intensität des Lichtstrahls ein Minimum wird, wobei der Lichtweg konstant ist. Die Änderung der Frequenz erfolgt durch Änderung der Kapazität des Röhrensenders. Der Röhrensender (fremdgesteuert) hatte einen Wellenbereich von 30—100 m bei 3000 Volt Anodenspannung und $1^1/_2$ KW Leistung. Die Spannung an den Kerrzellen betrug 6000 Volt Gleichspannung und 2000 Volt effektive Wechselspannung.

Der Plattenabstand der Kerrzellen betrug 2,5 mm, die Plattenlänge 20 mm. Die Füllung bestand aus Nitrobenzol.

Frequenzmessung.

Wellenmesser scheiden für die Frequenzmessung aus, da bei ihnen im Bereich kurzer Wellen höchstens eine Genauigkeit von 0,1 $^0/_{00}$ erreichbar ist, und zudem die Wellenmesser selbst erst absolut in Frequenzen geeicht werden müssen. Die Frequenzmessung wurde deshalb so durchgeführt, daß die zu messende Frequenz des

1) Ilberg, Physik. Zeitschr. **29**, 670, 1928.

Röhrensenders mit einer bekannten elektrisch ausgesiebten Oberschwingung einer Stimmgabel dadurch verglichen wurde, daß die entstehende Schwebungsfrequenz, die im Bereich von 3000 bis 10000 per/sec lag, akustisch oder mit Resonanzkreisen bestimmt wurde. Die Resonanzkreise wurden vorher in Frequenzen geeicht. Die Ausgangsfrequenz der Stimmgabel betrug 2506,5 per/sec oder 2511,5 per/sec und wurde auf 1 : 10^5 genau an die Zeiteinheit (Sekunden-Präz.-Pendel) angeschlossen. Die Konstanz der Stimmgabel und damit auch der Oberschwingung konnte auf 1 : 10^6 gehalten werden[1]).

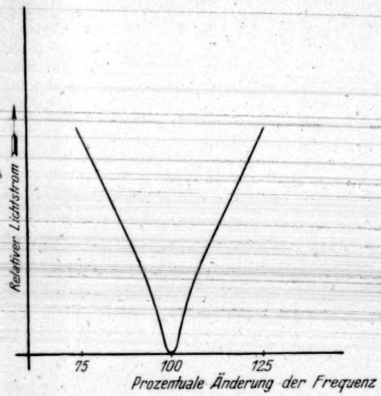

Fig. 2.

An Stelle der Oberschwingung der Stimmgabel wurden auch piezoelektrische Oszillatoren verwendet, deren Grund- oder Oberschwingung in gleicher Weise mit der Frequenz des Röhrensenders zur Interferenz gebracht wurde. Mit diesen Anordnungen war es möglich, die Frequenz des Röhrensenders auf 0,02 ‰ zu bestimmen. Erforderlichenfalls läßt sich diese Genauigkeit noch um eine Größenordnung steigern.

Bestimmung des Lichtweges.

Für die Länge des Lichtweges war maßgebend, daß der Aufbau auf einem Institutskorridor von 40 m Länge vorgenommen wurde. Dadurch war bei Verwendung eines Spiegels ein Lichtweg von 80 m erreichbar. Es gelang jedoch durch Aufstellung mehrerer Spiegel am Anfang und am Ende des Korridors und durch mehrfache Reflexion des Lichtstrahles eine maximale Entfernung von 332 m zu erreichen. Um den gesamten Lichtweg zu messen, wurde zunächst die Entfernung zwischen Kerrzellen und einem Spiegel (ca. 40 m) festgelegt und die Lage der anderen Spiegel entweder auf die Kerrzellen oder auf den eben genannten Spiegel bezogen. Da der Fußboden des 40 m langen Korridors aus Holz bestand und deshalb wenig definiert war, wurde der Lichtweg nicht auf dem Fußboden, sondern in der Höhe der Kerrzellen und der Spiegel gemessen. Dazu wurde ein Stahldraht unter definiertem Zug von 20 kg den Korridor entlang gespannt und bei elektrisch gemessener Temperatur mit Hilfe von Marken, die auf dem Draht angebracht waren, später an eine Steinbasis möglichst gleicher Länge angeschlossen. Diese Steinbasis wurde nach 4 Methoden ausgemessen, die in Tab. I zusammengestellt sind.

Es wurde deshalb ein Mittel von 41,386 ± 0,5 mm für die Steinbasis angenommen. Der Fehler der Basismessung ist also gleich ± 0,01 ‰. Die Länge des eigentlichen Lichtweges ließ sich jedoch nur mit einer Genauigkeit von 0,04 ‰ angeben, da durch den Zwischenmaßstab (Stahldraht) und die mehrfache Reflexion an den Spiegeln zusätzliche Fehler eintraten.

Tabelle. I.

Basismessung.

Eigene Messung mit 2 m Strichmaßstäben, angeschlossen an Messingnormalmeter P. T. R. 75, 1928	41,386 m	± 0,5 mm
Vermessungsamt der Stadt Leipzig mit Endmaßstäben aus Eisen	41,38705 m	± 0,083 mm
Vermessungsamt der Stadt Leipzig mit Endmaßstäben aus Holz	41,38610 m	± 0,060 mm
Vermessungsamt der Stadt Leipzig, Mittel	41,3866 m	± 0,7 mm
Stahlbandmaß P. T. R. 76, 1928	41,385 m	± 0,8 mm

Ergebnisse.

Da der Lichtweg auf 0,04 ‰, die Frequenz des Röhrensenders auf 0,02 ‰ bestimmt werden konnte, beträgt der mittlere Fehler des Resultats 0,06 ‰, d. h. ± 20 km pro/sec. In Tab. 2 sind die Zahlenwerte der einzelnen Meßreihen zusam-

1) Ausführliche Angaben über Konstanz und Frequenzmessung von Stimmgabeln: Hensel, Diss. Leipzig 1927.

Tabelle II.

Lichtweg	Ordnung	Frequenzmittel	Anzahl der Messungen	c_{Vak}
I 250,053 m ± 10 mm	3	3 596 570 per/sec	108	299 778 km/sec
II 250,044 m ± 10 mm	4	4 795 700 per/sec	295	299 784 km/sec
III 332,813 m ± 12 mm	4	3 603 130 per/sec	130	299 791 km/sec
IV 332,813 m ± 12 mm	5	4 503 436 per/sec	117	299 761 km/sec
V 332,813 m ± 12 mm	8	7 205 614 per/sec	125	299 760 km/sec

Gesamtergebnis: 299 778 km/sec ± 20 km/sec.

mengestellt. Wir geben als Mittel der 755 Messungen den Wert

$$C_0 = 299\,778 \text{ km/sec} \pm 20 \text{ km/sec}$$

an.

Als Maß für die Genauigkeit der Beobachtungen sei folgendes angegeben. Der mittlere Fehler der einzelnen Beobachtung betrug bei erster Ordnung ± 2,5‰, entsprechend bei achter Ordnung ± 0,3‰.

Die bisher genaueste Messung der Lichtgeschwindigkeit Michelsons[1]) ergibt für c den Wert 299 796 ± 4 km/sec. Dies ist der Mittelwert aus über 3000 Einzelbeobachtungen. Unsere vorläufige Angabe der Lichtgeschwindigkeit widerspricht dem Wert Michelsons nicht, steht aber ebenso wie letztere in Widerspruch zu dem bisher (erste Veröffentlichung Michelsons) gewöhnlich angegebenen Werte von 299 865 ± 30 km/sec[1]).

1) Michelson, Astrophys. Journ. Bd. **65** S. 1, Bd. **60** S. 265.

Betreffend ausführliche Angaben über die Durchführung der Messung und ihre Fehlerquellen sei auf die demnächst erscheinende Dissertation von Mittelstaedt verwiesen. Eine Fortführung der Versuche zwecks Steigerung der Genauigkeit ist beabsichtigt. Durch Vergrößerung der Entfernung auf 3 km hoffen wir die Lichtgeschwindigkeit auf 0,01‰ genau angeben zu können. Bei dieser Fortführung soll auch die subjektive Beobachtung des Lichtminimums durch eine objektive Methode, sei es photometrisch oder photographisch, ersetzt werden.

1) Bezüglich dieser Angabe sei verwiesen auf Bauschinger, Enzyklopädie der math. Wissenschaften, Teil Astronomie, Bd. **2**, S. 847, oder Handbuch der Phys. von Geiger u. Scheel, Bd. **2**. In letzterem wird der Wert 299 850 km/sec angegeben.

Leipzig, Physik. Inst., Abt. für angew. Elektrizitätslehre.

(Eingegangen 30. Juli 1928.)

Über die Verwendung von Selenzellen zur Registrierung des Potentialabfalles von Quadrantelektrometern.

Von J. Scholz.

Wenn es sich darum handelt, den Spannungsabfall an Elektrometern durch Dauerregistrierung festzustellen, so gibt es bekanntlich eine ganze Reihe von Methoden, deren Anwendung in den meisten Fällen den gewünschten Erfolg sichert. So z. B. die mechanische und photographische Registrierung. Es ist auch schon öfter der Gedanke aufgetaucht, inwieweit die Möglichkeit besteht, die Eigenschaften des Selens zu benutzen, um eine Registrierung möglichst praktischer Art zu erhalten. Verfasser dieser Arbeit hat nun untersucht, ob und unter welchen Schaltungsbedingungen diese Gedanken, die auch mehrfach in Potsdam erwogen wurden, zu verwirklichen sind. Es wurde dabei eine Arbeit fortgeführt, die Voigt im Meteorologisch-magnetischen Observatorium bereits begonnen hatte. Die Versuche letztgenanntens erstrecken sich auf die Arbeit mit einer Selenzelle; aus Gründen, die weiter unten mitgeteilt werden, ging Verfasser von diesem Gedanken ab und führte die Versuche mit zwei in Differentialschaltung liegenden Selenzellen durch.

Die Schaltung.

Bekanntlich besitzt das Selen die Eigenschaft, bei Beleuchtung seinen elektrischen Widerstand zu verringern. Diese Eigenschaft wurde bei Zugrundelegung folgender Schaltung für die Registrierung nutzbar gemacht: die beiden Zellen[1]) Z_1 und Z_2 (vgl. Fig. 1) sind mit ihren Polen a_1 und b_1 mit zwei Batterien verbunden, und zwar derart, daß an ihnen das gleiche Vorzeichen der Spannung, also beispielsweise das positive, liegt. Die beiden anderen Pole der Zellen sind miteinander und mit dem einen Pol eines polarisierten Relais verbunden. Der andere Pol des Relais ist an die beiden anderen Pole der Batterien angeschlossen. Durch Zwischenschaltung geeigneter Widerstände in den Stromkreis trägt man durch Variation derselben

1) Die beiden benutzten Zellen stammen von der Firma Leppin & Masche.

Sorge, daß an einem (für diesen Zweck) an Stelle des Relais eingeschalteten Galvanometer bei Dunkelstrom kein Ausschlag erfolgt. Setzt man dann an Stelle des Galvanometers wieder

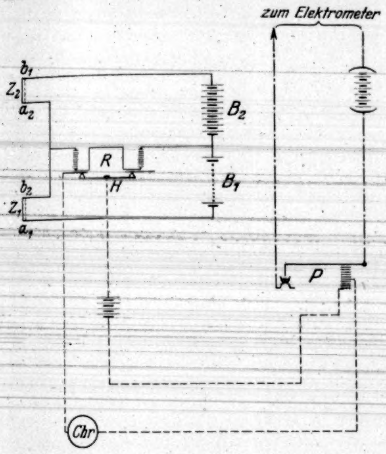

Fig. 1.

das Relais ein, so spricht dasselbe bei Dunkelstrom nicht an. Öffnet man nun die eine der beiden Zellen, und läßt auf sie einen Lichtstrahl fallen, so wird der Widerstand der Zelle kleiner, die Stromstärke größer, man erhält in der Brücke einen Strom und das Relais spricht an. Dasselbe gilt von der anderen Zelle, nur daß dann der Hammer des Relais nach der anderen Seite ausschlägt. Verbindet man dann den Pol A_1 des Relais und den Hammer hintereinander mit einer Batterie, einer Aufladevorrichtung (oder Erdung) I des Elektrometers (je nachdem ob man zunehmendes oder abnehmendes Potential am Elektrometer untersuchen will) und einem Fueßschen Chronographen, so erhält man, falls diejenige Zelle, durch deren Betätigung dieser Stromkreis geschlossen wird, anspricht, eine Neuaufladung oder Erdung des Elektrometers und gleichzeitig einen Kontakt am Chronographen.

Der Lichtzeiger wandert dann von dieser Zelle wieder fort und stellt sich so ein, daß seine Lage, der Nadelstellung folgend, gerade dem entweder ungeladenen oder mit der Spannung V_0 geladenen Elektrometer entspricht. Bringt man dann die zweite Zelle so an, daß sie bei dieser „Nullstellung" des Zeigers beleuchtet wird, so spricht, da sie dem Registrierstromkreis eine andere Richtung gibt, das Relais in einem dem vorherigen entgegengesetzten Sinne an und die Erdung bzw. Aufladung wird unterbrochen, und der Vorgang des Aufladens oder Potentialabfalles im Elektrometer setzt von neuem ein. Dieses Spiel wiederholt sich nun beständig; jedesmal, wenn die Zelle Z_1 vom Lichtzeiger getroffen wird, erfolgt Erdung oder Aufladung des Elektrometers, verbunden mit einem Kontakt am Chronographen, die beide aufgehoben werden, wenn der Widerstand der Zelle Z_2 durch Beleuchten kleiner geworden ist, und diese Zelle das Relais in entgegengesetzter Richtung zum Ansprechen bringt.

Die Eigenschaften der benutzten Selenzellen.

Einige bei Ausführung der unternommenen Versuche auftretende Schwierigkeiten mögen hier noch kurz erwähnt werden. Die Tatsache, daß die Änderung des Widerstandes von Selenzellen auch von der Temperatur abhängt, ist insofern für unsere Anordnung unwichtig, da eine gegenseitige Kompensation dieses störenden Einflusses durch die gewählte Schaltung stattfindet. Man ersieht aber auch daraus, wie wichtig

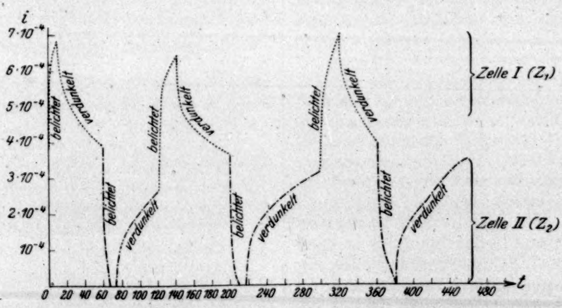

Fig. 2.

die Verwendung von zwei Zellen ist; denn mit Benutzung einer einzigen hat man die Veränderungen aus thermischen Einflüssen ebenfalls in Rechnung zu setzen.

Tatsache ist ferner, daß eine Selenzelle ihren ursprünglichen Widerstand erst nach einer bestimmten Zeit wieder erreicht. Diese Zeit hängt nun vor allem einerseits von der Beleuchtungsdauer, andererseits von der Beleuchtungsstärke ab. Außerdem tritt auch, wie bekannt, wenn eine Zelle einer zu langen Beleuchtungsdauer unterworfen wird, eine Ermüdung derselben ein; d. h. der ursprüngliche Widerstand, der Dunkelwiderstand wird nicht wieder erreicht. Und das Hauptproblem bei einer Selenzellenregistrierung, die wie im vorliegenden Falle auf Dauerbetrieb gestellt sein muß, ist die Beantwortung der Frage, wie sich die möglichen Einflüsse dieser Eigenschaften beseitigen lassen.

Nachdem die verwendeten Zellen einer Eichung auf Hell- und Dunkelstrom unterworfen waren, wurde die eine der beiden Zellen, nämlich diejenige, welche das Auslösen des Chronographenstromkreises bewirken sollte, durch Verstellung des Relais dazu gebracht, daß sie bei auffallendem Lichtstrahl sofort das Relais zum Ansprechen brachte.

Die andere Zelle wurde nun nicht genau in die Nullage des Lichtzeigers gebracht, sondern etwas weiter nach außen verschoben. Der Grund hierfür ist der, daß in der genauen Nullstellung der Lichtzeiger, wenn auch die Zelle bereits angesprochen hat, naturgemäß längere Zeit auf ihr ruhen bleibt. Dadurch würde dann aber die oben geschilderte Erscheinung eintreten; die Zelle würde viel längere Zeit benötigen, um ihren alten Widerstand zurückzuerhalten und die Möglichkeit eines Nichtansprechens der anderen Zelle ist dann stets gegeben. Dadurch, daß man nun diese Zelle etwas weiter vom Nullpunkt entfernt aufstellt, erreicht man bei der gegebenen nicht zu großen Dämpfung der Elektrometernadel, daß die Zelle auf Grund des öfteren Hinüberstreichens des Lichtzeigers anspricht; dann aber, wenn der Lichtzeiger zur Ruhe gekommen ist, unbelichtet bleibt.

Es wurde auch der Versuch unternommen, durch Anbringen von geschlitztem schwarzem Papier an den Zellen eine Feineinstellung zu ermöglichen; da hierbei aber nur ein geringer Teil derselben bestrahlt wird, so konnten keine guten Resultate erzielt werden, denn maßgebend für die Widerstandsverminderung der Zellen ist nicht nur Beleuchtungsstärke und -dauer, sondern auch die überstrahlte Fläche der Selenzelle.

Was nun die zur Verwendung kommende Beleuchtung anbetrifft, so wurde aus den angeführten Gründen eine möglichst geringe Kerzenstärke gewählt, die eben noch hinreichend ist, um einen so großen „Hellstrom" hervorzurufen, wie zum Ansprechen des Relais erforderlich ist. Es wurde eine 4-Volt-Einfadenlampe zur Verwendung gebracht und mit derselben durch Zwischenschaltung einer Linse in das Strahlenbündel gute und brauchbare Resultate erzielt. Es trat keine zeitweilige Ermüdung der Zellen ein, was man sonst wohl beobachten konnte.

Es möge hier ein Diagramm folgen, das die Stromstärke i in Abhängigkeit von der Zeit t bei wechselseitiger Beleuchtung beider Zellen

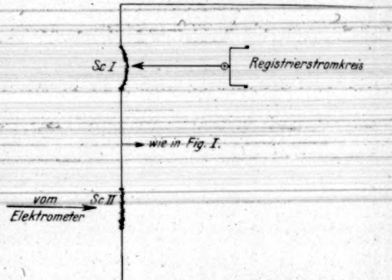

Fig. 3.

angibt. Zuerst wurde Zelle I beleuchtet, was ein sofortiges Ansteigen der Stromstärke bis ca. $6{,}8 \cdot 10^{-4}$ Amp. hervorrief. (An I lag dabei 30, an II . 18 Volt.) Bei Verdunkelung ging i bis auf ungefähr $3{,}9 \cdot 10^{-4}$ Amp. zurück um bei Beleuchtung von Zelle II noch kleiner zu werden und schließlich den Wert $i = 0$ zu erreichen. Bei Verdunkelung ging i auf $2{,}7 \cdot 10^{-4}$ Amp. zurück. Dieser Versuch wurde fünfmal wiederholt, um ein Charakteristikum derjenigen Stromstärke zu erhalten, bei welcher jeweils die Beleuchtung einsetzte. Die Tatsache, daß als Anfangspunkt für i nicht 0, sondern $2{,}6 \cdot 10^{-4}$ gewählt wurde, hat ihren Grund darin, daß kein für diesen Zweck brauchbares Meßgerät zur Verfügung stand. Das Resultat dieser Versuche ist folgendes:

Bel. von Zelle I. i_0 (10^{-4} Amp.)	Bel. von Zelle II. i_0 (10^{-4} Amp.)
2,64	3,92
2,72	3,68
3,24	4,0
3,12	3,6
3,2	3,92
Also im Mittel	
2,98	3,82

Das bedeutet also, daß für eine zeitliche Differenz von 1 Min. die Anfangswerte von i_0, wenn die Beleuchtung einsetzte, im Mittel um $\Delta i = 8{,}4 \cdot 10^{-5}$ Amp. auseinanderlagen (wobei sich alle diese Werte auf eine 4 kerzige Einfadenlampe, die mit entsprechender Kondensatorlinse in 2 m Entfernung aufgestellt war, beziehen). Je länger nun diese Beleuchtung dauert, um so größer wird naturgemäß auch die Differenz Δi. Man hat also darauf zu achten, daß die Beleuchtungsdauer gerade so groß gewählt wird, daß sie hinreicht, um das Relais zum Ansprechen zu bringen. Naturgemäß erfordert das Arbeiten mit Selenzellen aus allen diesen Erwägungen heraus einen bedeutend größeren einmaligen Aufwand an Vorbereitungen durch Abstimmen der Zellen usw. als eine photographische Registrierung; hat aber dann den großen Vorteil, daß, wenn sie einmal erst in Betrieb ist, sie auch in ununterbrochener Folge die Registrierung an einer Uhr, ähnlich denen bei Windregistrierungen verwendeten, an Stelle des Chronographen gestattet.

Erwähnt werden möge übrigens auch eine andere Schaltung, welche ebenfalls zur Ausführung gelangte und sich sehr gut bewährt hat:

In den Registrierstromkreis wurde noch ein Widerstand und eine zweite 4-Volt-Einfadenlampe eingeschaltet. Durch den Widerstand wurde die Stromzuführung reguliert, um ein frühzeitiges Durchbrennen der Lampe zu verhindern. Die Lampe selbst wurde nun so aufgestellt, daß ihr Lichtschein auf die, den Registrierstromkreis öffnende, Selenzelle direkt traf. Letztere wurde zu diesem Zwecke in eine dem Elektrometer abgewandte Stellung gebracht.

Der große Vorteil den diese Schaltungsanordnung mit sich brachte, war der, daß jetzt das Relais auf eine bedeutend größere Empfindlichkeit eingestellt werden konnte. Außerdem läßt sich die Zeitdauer der Kontakte selber, da ja immerhin eine gewisse Zeit zum Aufladen erforderlich ist, durch Entfernung oder Annäherung der Lampe an die Zelle bequem einregulieren. Da aber die Zellen in Differentialschaltung liegen bleiben, so wird auch bei dieser Schaltung ein etwaiger Temperatureinfluß kompensiert. Es möge hier noch eine kurze Skizze der Schaltung folgen.

Für große zeitliche Schwankungen, die im Verhältnis 1 : 100 stehen, ist letztgenannte Schaltung unbedingt vorzuziehen und hat sich bei den Versuchen im Meteorologisch-magnetischen Observatorium Potsdam sehr gut bewährt.

(Eingegangen 12. Juli 1928.)

Feststellungen zur Geschichte der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung (Ultragammastrahlung).

Von K. Bergwitz, V. F. Hess, W. Kolhörster und E. Schweidler.

Zur Abwehr sehen wir uns veranlaßt folgendes aus dem vorläufigen Bericht von R. A. Millikan und G. H. Cameron (Nature **121**, S. 19—26, Supplement, 7. Januar 1928) richtig zu stellen. Die beanstandeten Punkte dürften sich im wesentlichen auf die „additions" beziehen, welche die beiden Autoren in die von R. A. Millikan in Leeds am 2. September 1927 gehaltene „Public Lecture" eingefügt haben.

I. Zur Entdeckungsgeschichte der Höhenstrahlung (Ultragammastrahlung).

Millikan und Cameron legen zuerst dar, daß die Entdeckung der Höhenstrahlung durch Arbeiten verschiedener Autoren vorbereitet, schließlich so zustande gekommen sei, daß man gar nicht angeben könne, zu welchem Zeitpunkte man zur Erkenntnis der Existenz dieser Strahlung gekommen sei.

Demgegenüber wird festgestellt, daß bis zum Jahre 1912 niemand auf Grund von Experimenten die Existenz einer außerterrestrischen Strahlung von hohem Durchdringungsvermögen vermuten oder feststellen konnte. Erst V. F. Hess (Physik. Zeitschr. **13**, 1090, 1912 und Wien. Ber. IIa, **121**, 2001, 1912) fand bei einer Ballonfahrt am 7. August 1912 in drei Apparaten gleichzeitig eine starke Zunahme der Ionisation von 3000 m an. In der erreichten Maximalhöhe von 5400 m war die gesamte Ionisation schon etwa dreimal so groß, wie am Erdboden. Da Hess schon bei seinen früheren acht Ballonfahrten schwache Zunahme der Ionisation mit der Höhe beobachtet hatte, schloß er, „daß eine Strahlung von sehr hoher Durchdringungsfähigkeit von oben in unsere Atmosphäre eindringt und noch in deren untersten Schichten einen Teil der in geschlossenen Gefäßen beobachteten Ionisation erzeugt . . .", ferner: „Da im Ballon weder bei Nacht noch bei einer Sonnenfinsternis eine Verringerung der Strahlung gefunden wurde, so kann man wohl nicht die Sonne als direkte Quelle dieser Strahlung ansehen."

W. Kolhörster (Abh. der Naturf. Ges. Halle Neue Folge, Nr. 4, 1914. Physik. Zeitschr. **14**, 1066, 1153, 1913, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 719, 1914) bestätigte auf seinen mit abermals verbesserter Apparatur unternommenen fünf Hochfahrten das Ergebnis von Hess und führte im Jahre 1914 die Messungen bis 9300 m durch.

Aus rund 1000 Einzelmessungen bestimmte er den Absorptionskoeffizienten der Strahlung und ihren Bodenwert. Er deutete dessen zeitliche und örtliche Gleichheit sowie die große Härte der Strahlung als Argumente für ihren kosmischen Ursprung.

Wenn dagegen Millikan und Cameron schreiben: „The next important step was taken by the Swiss physicist Gockel (Physik. Zeitschr. **11**, 280, 1910) who in 1910 first took an enclosed electroscope in a balloon flight to a hight of 4500 metres and found contrary to expectation that the radiation was higher at this altitude than at the surface", so entspricht dies keineswegs den Tatsachen.

Zum Beweis genügt es, Gockels Ergebnisse nochmals anzuführen: Gockel hat bei seiner ersten Ballonfahrt (l. c.) ein Wulfsches Elektrometer mit aufgesetzter, angeblich luftdichter Ionisationskammer benutzt. Er erhielt[1]) folgende Werte der Ionisation: vor dem Aufstiege 23,8 J, in 2500 m Höhe 16,2 J (zeitweilig nur 9 J), in 4000 bis 4500 m Höhe 15,8 J, also einen erheblich niedrigeren Wert als am Erdboden. Er schließt daraus, daß zwar eine Verminderung der durchdringenden Strahlung mit der Höhe eintritt, aber „lange nicht in dem Maße, als man erwarten könnte, wenn die Strahlung der Hauptsache nach vom Erdboden ausgeht". Gockel erwähnt auch, daß bei dichtem Nebel, gleich nach dem Aufstiege die Ionisation zeitweilig auf 72 J anstieg, was zweifellos auf Undichte seines Apparates mit zeitweiligem Versagen der Isolation deutet und neben den oben angeführten Schwankungen der Ionisation seine Ergebnisse unsicher erscheinen läßt.

Auch auf seinen zwei weiteren, von Millikan nicht zitierten Ballonfahrten (Physik. Zeitschr. **12**, 595, 1911) hat Gockel keine wirkliche Erhöhung der Ionisation mit zunehmender Erhebung über dem Erdboden (verglichen mit den Werten am Boden) feststellen können; bei der zweiten Fahrt (15. Okt. 1910) fand er vor dem Aufstiege bei Zürich 11,4 J, in 800 bis 1100 m über Zürich 8,9 J, in 1700 m 7,1 J, in 1900 m 7,3 bis 8,3 J, in 2800 m 8,6 J, nach der Landung auf einer Wiese 8,4 J, während die Bodenwerte in Freiburg (Garten) an den Tagen vor und nach der Fahrt 8,9 J betragen hatten.

Bei der dritten Fahrt (2. April 1911) fand Gockel mit demselben Apparat, der jedoch inzwischen nach einer Umänderung vermehrte Restionisation aufwies, folgende Werte: vor dem Aufstieg in Bern 14,7 J, während langsamen Aufsteigens bis 1600 m 12,8 J, in 1900 m 14,0 J und in 2500 m 11,3 J. An den Tagen vor und nach der Fahrt hatte derselbe Apparat in einem Garten in Freiburg die Werte 12,8 J und 11,6 J geliefert.

Bei den zuletzt erwähnten zwei Fahrten benützte Gockel einen dünnwandigen Wulfschen Strahlungsapparat, der durch ein Kapillarrohr mit der Außenluft kommunizierte. Die Angaben eines Wulfschen Elektrometers mit aufgesetzter Ionisierungskammer teilt er nicht mit, da er bemerkte, daß diese während der Fahrt undicht geworden war.

Zusammenfassend sagt Gockel selbst von seinen zwei letzten Fahrten (1911), daß „die Abnahme der Strahlung mit der Höhe noch unbedeutender ist, als früher gefunden".

Erst wenn man die Ergebnisse von Gockels 2. und 3. Fahrt (bis 2800 bzw. 2500 m) auf den Luftdruck am Aufstiegsorte umrechnet (entsprechend dem Verhältnisse der Drucke am Boden zu denen in der Maximalhöhe von 720: 500), würde sich für die Höhe 2800 m bzw. 2500 m eine Gesamtionisation von 13,0 J gegen 11,4 J am Boden vor dem Aufstiege bei der 2. Fahrt, und von 16,2 J gegen 14,7 J bei der 3. Fahrt, also eine geringe Erhöhung ergeben (die Werte am Boden nach der Landung sind wegen des Eindringens von Außenluft in den undichten Apparat während des Abstieges weniger zum Vergleiche geeignet).

Weil aber diese Reduktion der Werte auf Normaldruck seinerzeit zu unsicher erschien, hat Gockel selbst sie auch gar nicht angeführt. Er sagt nur: es würde also aus diesen Resultaten folgen, daß sogar eine schwache Zunahme der Strahlung mit der Höhe stattfindet.

II. Zu den Pilotaufstiegen von Millikan und Bowen.

Millikan und Cameron schreiben von ihren Pilotaufstiegen: „These flights checked the results of the European observers ..." „these very high flights were, and are now especially significant. They place very certain and very definite upper limits upon the absorption coefficient."

Demgegenüber braucht nur auf die früheren Einwendungen von V. F. Hess (Physik. Zeitschr. **27**, 159, 1926) und W. Kolhörster (Zeitschr. f. Phys. **28**, 404, 1926) verwiesen zu werden. Beide haben unwidersprochen dargetan, daß der einzige von Millikan ausgewertete Aufstieg in bezug auf numerische Angaben völlig unzuverlässig ist.

1) Die erwähnten Zahlenwerte sind aus Gockels zitierten Arbeiten, in denen die Angaben noch in Volt pro Stunde gegeben sind, mit Benutzung des Wertes des Elementarquantums und der Kapazität auf Ionisationseinheiten umgerechnet. J bedeutet Ionenpaare pro ccm und sec.

III. Zu den Absorptionskoeffizienten.

Millikan und Cameron behaupten, Kolhörster habe geschrieben „that the absorption coefficient is invariant", Kolhörster sagt aber ausdrücklich (Zeitschr. f. Phys. **36**, 147, 1926) „zumal die Inhomogenität der Strahlung von vornherein anzunehmen ist, sind doch bisher keine Substanzen bekannt, die homogene γ-Strahlen aussenden".

Im übrigen sei auf die unwidersprochenen Ausführungen von Kolhörster in den Ann. d. Phys. **80**, 621, 1926 u. Zeitschr. f. Phys. **36**, 147, 1926 verwiesen.

Da Millikan und Cameron zudem erklären, „as to the mean absorption coefficients, Kolhörster and ourselves are now in reasonable agreement", so dürften die zitierten Ausführungen Kolhörsters hiermit anerkannt sein.

IV. Zur Diskussion über die Existenz der Höhenstrahlung.

Wenn weiter Millikan erwähnt, daß bis 1925 in gewissen Kreisen die Existenz der Höhenstrahlung bezweifelt worden ist, — er nennt sich selbst nicht — wohl aber G. Hoffmann und W. F. G. Swann — so ist dem zu entgegnen, daß Hoffmann glaubte, daß die Intensität der Höhenstrahlung im Meeresniveau erheblich kleiner sei, als andere Beobachter gefunden hatten. Inzwischen hat sich aber Hoffmann den Anschauungen von Hess und Kolhörster angeschlossen, während Swanns kurze Mitteilungen über seine Beobachtungen an Hochdruckionisationsgefäßen auf dem Gipfel des Pikes Peak (Phys. Rev. [II] **29**, 372, 1927, Journ. Franklin Inst. **205**, 767, 1928) eine kritische Beurteilung noch nicht zu lassen.

Millikan und Cameron sagen ferner: „... up to this time (1925) the increasing rate of discharge was the sole phenomenon, upon which the hypothesis of rays of cosmic origin rested."

W. Kolhörster hatte aber bereits 1914 (Abh. d. Natur. Ges. Halle N. F. Nr. 4, Halle a. S. 1914) a) die außerordentliche Härte der Strahlung; b) die an ganz verschiedenen Orten zu verschiedener Zeit nahezu gleich gefundenen Differenzen der Ionisierungsstärke über und unter Wasser und c) von 1923 an (Berl. Ber. **34**, 366, 1923) die Messungen der täglichen Periode der Strahlung als weitere Phänomene im Sinne einer kosmischen Strahlung gedeutet, entsprechend der Hypothese von Hess und vor allem von Nernst.

V. Reststrahlung der Gefäße und Bodenwert der Höhenstrahlung.

Bezüglich der Reststrahlung behaupten Millikan und Cameron: „This was the first time the zero of an electroscope had been definitely determined ..." und weiter „... no observers except ourselves have thus been able to determinate the zeros of their instruments."

Demgegenüber steht fest, daß K. Bergwitz (Elster und Geitel Festschrift, Braunschweig 1915) bereits 10 Jahre vorher die Reststrahlung in 400 m dickem inaktiven Steinsalz gemessen hat. Auch die Senkversuche unter Wasser von Kolhörster (Berl. Ber. **34**, 366, 1923) und anderen Beobachtern zeigen an den Ergebnissen, daß auf diese Weise ebenfalls die Reststrahlung genügend genau zu bestimmen ist.

Zu der Behauptung „all values of ionisations except ours must be regarded as estimates rather than measurements" wird es genügen, darauf hinzuweisen, daß bereits 1914 W. Kolhörster (Abh. d. Naturf. Ges. Halle, Neue Folge, Nr. 4, Halle 1914) aus seinen Ballonversuchen den Bodenwert richtig zu 1,5 J bestimmte, während Millikan und Cameron erst jetzt, also 13 Jahre später, 1,4—1,6 J finden. Kolhörster leitete seinen Wert aus Ionisierungsstärken bis 80 J ab, während Millikan und Cameron im Höchstfalle (am Gem-lake) nur 34 J zur Verfügung hatten.

VI. Theoretische Überlegungen von Millikan und Cameron.

Zu den theoretischen Überlegungen der beiden Autoren über die Herkunft dieser Strahlen aus dem interstellaren Weltraum sei noch bemerkt, daß schon E. Schweidler (Elster und Geitel Festschrift, Braunschweig 1915) im Jahre 1915 fand, daß die Annahme einer im Kosmos gleichmäßig verteilten strahlenden Materie den Beobachtungen noch am ehesten anpaßbar sei, und daß die grundlegenden Annahmen und Betrachtungen von Nernst (Das Weltgebäude im Lichte der neueren Forschung, Springer-Berlin 1921) bereits aus dem Jahre 1921 stammen. Die Ergebnisse dieser beiden Autoren werden von Millikan und Cameron durchwegs benutzt, aber nirgends zitiert.

Dagegen wird die Hypothese von O. W. Richardson über den solaren Ursprung der durchdringenden Strahlung (Nature **73**, 583; **74**, 55, 1906) zitiert, obwohl sie bereits von K. Kurz (Physik. Zeitschr. **10**, 836, 1909) als rechnerisch unhaltbar erwiesen und für das Problem der Höhenstrahlung längst als bedeutungslos erkannt worden ist.

(Eingegangen 9. August 1928).

Über die Lebensdauer angeregter *Hg*-Atome.

Von T. Asada.

(Mitteilung aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie.)

In einer Untersuchung, über die vor kurzem hier berichtet wurde[1]), wurde gezeigt, daß man die von Füchtbauer entdeckte „stufenweise" Fluoreszenz des *Hg*-Dampfes auch in einem weit von der erregenden *Hg*-Lampe entfernten, stickstoffhaltigen Resonanzgefäß intensiv erhalten und näher untersuchen kann. Mittels einer geeignet aufgestellten rotierenden Scheibe (vgl. Fig. 1 u. 2, die mit Fig. 2 u. 3 der zitierten Arbeit übereinstimmen), ließ sich die große Lebensdauer der metastabilen *Hg*-Atome im $^3P_0$-Zustand, die aus den zunächst angeregten $^3P_1$-Atomen durch Zusammenstöße mit Stickstoffmolekülen entstehen, leicht nachweisen. Im folgenden soll über einige Ergänzungen und Fortführungen dieser Versuche kurz berichtet werden, da die Arbeit aus äußeren Gründen vorläufig unterbrochen werden muß.

Bei den beschriebenen Versuchen machte sich die große Lebensdauer der metastabilen *Hg*-Atome schon dadurch bemerkbar, daß die Helligkeit der sichtbaren Fluoreszenz nicht momentan bei der Beleuchtung mit dem Licht der *Hg*-Lampe einsetzt, sondern allmählich anklingt. Man erkennt dies, indem man durch die rotierende Scheibe hindurch beleuchtet (vgl. Fig. 1 u. 2), dabei jedoch nur Fenster *A* offen, *B* dagegen geschlossen läßt und nicht durch die rotierende Scheibe (Öffnung *C*), sondern seitlich davon durch ein Grünfilter hindurch beobachtet, das nur die Linie 5461 durchläßt[1]). Dann zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Helligkeit der Fluoreszenz von der Drehgeschwindigkeit der Scheibe: je langsamer sie rotiert, desto heller

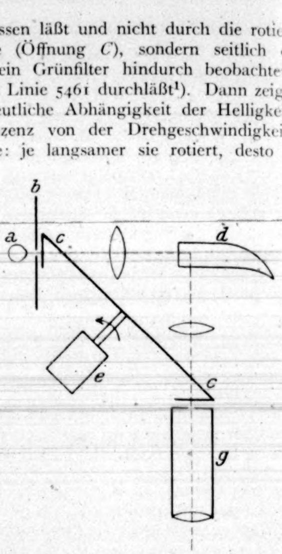

Fig. 1.

Versuchsanordnung.

a *Hg*-Lampe   *d* Fluoreszenzgefäß
b Blende   *e* Motor
c—*c* rotierende Scheibe   *g* Spektrograph.

ist die Fluoreszenz. Da nämlich vor Einsetzen der Beleuchtung keine angeregten Atome vorhanden sind und durch die Beleuchtung zunächst nur $^3P_1$-Atome entstehen, bilden sich die metastabilen $^3P_0$-Atome, die in erster Linie die sichtbare Fluoreszenz liefern[2]), erst allmählich durch die Zusammenstöße mit Stickstoffmolekülen. Durch photographisch-photometrische Messungen der Fluoreszenzhelligkeit als Funktion der Tourenzahl kann man das Anklingen quantitativ verfolgen und findet so bei einigen mm Stickstoffdruck etwa 1/1000 sec. als „mittlere Lebensdauer der $^3P_0$-Atome" (vgl. Definition Anm. 1 der nebenstehenden Spalte).

Allerdings hängt die Größe der Lebensdauer unter anderem von der Reinheit des Stickstoffes ab,

1) T. Asada, R. Ladenburg u. W. Tietze, Physik. Zeitschr. **29**, 549, 1928; diese Arbeit wurde versehentlich ohne unsere Korrektur abgedruckt. Die dort in Anm. 1 genannte Arbeit von Zemansky gehört in Anm. 3; S. 550, Zeile 9 oberhalb Fig. 2 fehlt das Wort „eines" (vor den Worten: weit von der erregenden *Hg*-Lampe); ferner sollte es auf S. 330 Zeile 9 unterhalb Fig. 2 von oben heißen: nach einer Dunkelzeit von etwa 10^{-3} sec. (statt „10^{-4} sec."). Schließlich ist zur Vermeidung von Mißverständnissen zu betonen, daß nach der dort beschriebenen Methode nicht die „mittlere Lebensdauer" des einzelnen Atoms gemessen wird, wie sie in der Radioaktivität definiert wird, sondern die Zeit, in der die Konzentration der angeregten Atome auf einen bestimmten Bruchteil, z. B. auf den e. Teil gesunken ist. Diese beiden Zeiten können voneinander verschieden sein, wenn — wie im vorliegenden Fall (vgl. den letzten Teil dieser Mitteilung) — die angeregten Atome zum Teil z. B. durch Stöße in einen Nachbarzustand und aus diesem wieder in den untersuchten Zustand zurückgebracht werden. In diesem Sinne ist in der früheren und in der vorliegenden Mitteilung das Wort „Lebensdauer" gemeint, und es soll einer späteren ausführlicheren Arbeit vorbehalten bleiben, die einzelnen Bildungs- und Zerstörungsprozesse der angeregten *Hg*-Atome theoretisch zu diskutieren und den Zusammenhang der gemessenen Werte mit der eigentlichen Lebensdauer des einzelnen Atoms zu untersuchen (Anmerkung von R. Ladenburg).

1) Das Spektrum der ungefilterten Fluoreszenz zeigt nur die Bogenlinien, besonders stark 5461, 4358, 4047, 3663/55/50 usw. und 2537. Bandenfluoreszenz ist unter den benutzten Bedingungen (*Hg*-Dampf von Zimmertemperatur mit reinem Stickstoff von einigen Millimetern Druck) nicht oder nur spurenweise vorhanden.

2) Auch der instabile Zustand $^3P_1$ wird durch sichtbares Licht (4358) zur Fluoreszenz angeregt, deren Intensität ist jedoch sehr schwach.

da bekanntlich Verunreinigungen durch Wasserstoff usw. die angeregten Atome äußerst stark vernichten[1]). Obiger Wert wurde mit frischem aus Natriumazid hergestellten Stickstoff erhalten. Wenn dieser ganz reine Stickstoff einige Tage in der Fluoreszenzkammer unter *Hg*-Verschluß aufbewahrt wird, so beobachtet man häufig im ersten Augenblick bei Bestrahlung mit der *Hg*-Lampe gar keine oder sehr schwache Fluoreszenz; aber nach einigen Sekunden oder Minuten tritt die Fluoreszenz allmählich „von selbst“ in voller Stärke auf[2]). Offenbar sind im Laufe der Zeit Verunreinigungen freigeworden, die bei

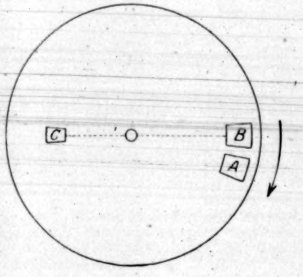

Fig. 2.

Rotierende Scheibe.

A Offen
B Mit Violettfilter oder geschlossen
C Mit Grünfilter oder offen.

Belichtung durch Zusammenstöße mit angeregten *Hg*-Atomen wieder vernichtet werden. Bei älterem Stickstoff findet man bisweilen, selbst nach längerer Reinigung durch Vorbestrahlung, eine kürzere Lebensdauer als bei frischem Stickstoff.

Ferner muß betont werden, daß die durch das oben beschriebene Anklingen gemessene Lebensdauer außer durch Zusammenstöße (und evtl. spontane Emissionen der „verbotenen Linie“ 2656) auch durch die Einstrahlung selbst begrenzt wird; denn das die Fluoreszenz erregende violette Licht vernichtet ja den $^3P_0$-Zustand. Wir wollen im folgenden diese Lebensdauer „in Hellzeit“ von der „in Dunkelzeit“ unterscheiden. Die in der ersten oben zitierten Mitteilung durch das Fenster *C* der rotierenden Scheibe hindurch gemessene Lebensdauer ist offenbar ein Mittelwert dieser beiden Arten und hängt deshalb auch von der Intensität des erregenden Lichtes ab.

Eine von dieser Komplikation unabhängige Messung der Lebensdauer in „Dunkelzeit“ ist auf folgende Weise möglich: Wenn man in der früher beschriebenen Anordnung (vgl. Fig. 1 u. 2) Fenster *B* verschließt und durch das unverschlossene Fenster *C* hindurch bei rotierender Scheibe mit Quarzoptik photographiert, so beobachtet man ein gut meßbares Nachleuchten der Linie 2537, und zwar war die Linie bei unsrer Anordnung und bei ca. 14 mm Stickstoff noch nach $^1/_{100}$ sec. Dunkelzeit in 4 Min. photographierbar[1]). Dieses Nachleuchten entsteht offenbar dadurch, daß (entsprechend den Versuchen von Cario und Franck[2]) und den Überlegungen von Foote[3])) beim Zusammenstoß energiereicher Stickstoffmoleküle mit $^3P_0$-Atomen wieder der $^3P_1$-Zustand entsteht, der entweder durch spontane Emission der Linie 2537 zerfällt, oder durch Zusammenstöße mit Stickstoff wieder in den $^3P_0$-Zustand übergeht: so wird der instabile Zustand $^3P_1$ vom metastabilen Zustand $^3P_0$ aus immer wieder nachgefüllt und erscheint ähnlich langlebig wie dieser. Und zwar ist bei Zimmertemperatur, wie Foote berechnet hat[4]), etwa jeder 6000. Zusammenstoß mit Stickstoff genügend energiereich.

Daß für diesen gegenseitigen Ausgleich der beiden Zustände häufige Zusammenstöße mit Stickstoffmolekülen erforderlich sind, ersieht man daraus, daß bei 0,4 mm Stickstoffdruck — wo die sichtbare Fluoreszenz noch schwach wahrnehmbar ist, — bereits nach einer Dunkelzeit von $5 \cdot 10^{-5}$ sec. kein Nachleuchten mehr nachweisbar war (bei gleicher Expositionszeit wie oben). Bei diesem geringen Druck ist zwar die Lebensdauer der $^3P_0$-Atome relativ groß, ihre Zahl

1) Vgl. die diesbezüglichen Arbeiten von Franck, Stuart, Wood, Foote usw.

2) Wenn die Fluoreszenzkammer aus Glas mit aufgekitteten Quarzfenstern besteht, so ist der oben beschriebene Effekt sehr deutlich; er tritt aber auch häufig ein, wenn die Kammer ganz aus Quarz mit aufgeschmolzenen Platten besteht und mit der übrigen Apparatur mittelst einer Quarz-Glas-Verbindung verschmolzen und vor dem Versuch gut ausgeheizt ist.

1) Bei diesen Messungen wurde eine einfache Kamera mit Quarzlinse verwendet — doch überzeugte man sich mit einem lichtstarken Spektrographen, daß nur die Linie 2537 nachleuchtet. Dieses Nachleuchten und ähnliche Nachleuchtdauern der Linie 2537 hat indessen auch G. Ramsauer mit einer etwas anderen Anordnung beobachtet (Naturw. **16**, 576, 1928). Das von Zemansky in reinem *Hg*-Dampf höherer Temperatur beobachtete Nachleuchten (s. Phys. Rev. **29**, 513, 1927) wird von ihm selbst auf die wiederholte Reabsorption der Linie 2537 in dem relativ dichten Dampf zurückgeführt („imprisoned radiation“). Zur quantitativen Erklärung reicht diese Ursache jedoch nicht aus. Da Zusammenstöße mit unerregten *Hg*-Atomen ebenso wie mit Stickstoffmolekülen die wechselseitige Umwandlung hervorrufen, muß man vermutlich auch diesen Prozeß (ebenso wie bei den hier beschriebenen Versuchen) bei der Deutung von Zemanskys Beobachtungen in Rechnung setzen.

2) G. Cario u. J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **37**, 619, 1926.

3) P. Foote, Phys. Rev. **30**, 288, 1927.

4) P. Foote, Phys. Rev. **30**, 288, 1927.

jedoch unter unsern Versuchsbedingungen noch klein; infolgedessen ist die dem Druck und der Zahl der $^3P_0$-Atome proportionale Nachfüllung des $^3P_1$-Zustandes sehr gering und entsprechend auch die Intensität des Nachleuchtens.

Über quantitative Messungen der Lebensdauer unter verschiedenen äußeren Bedingungen hofft Verf. später berichten zu können.

Zum Schluß sei Herrn Prof. Dr. R. Ladenburg für seine Anregung und Ratschläge, sowie dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik für die Überlassung eines lichtstarken Spektrographen herzlichst gedankt.

(Eingegangen 13. August 1928.)

BESPRECHUNGEN.

P. W. Bridgman, The Logic of modern Physics.“ XIV. u. 228 pp. New York, The Macmillan Company. 1927.

Verf. ist ein Mathematiker und theoretischer Physiker, der den Weg zur Realität sucht, und ihn in der Tat ernsthaft betreten hat. Der wichtigste Gesichtspunkt seiner Arbeit liegt in dem, was er den „operational point of view“ (31) nennt. Alle unsere Wissenschaft muß unausweichlich relativ zu den gewählten Operationen sein (25). Nur die Operationen definieren die Begriffe in der Physik. „Diese Auffassung bedeutet eine weitreichende Veränderung in unseren Denkgewohnheiten, dahin, daß wir uns nicht länger erlauben als Werkzeuge unseres Denkens Begriffe zu gebrauchen, von denen wir keine entsprechende Rechenschaft geben können in terms of operations“. (31). Mit diesem Gesichtspunkt, der das ganze Buch durchzieht, gewinnt Verf. die Mittel zu einer vielfach tiefgehenden und sehr beachtenswerten Kritik der Grundbegriffe der heutigen Physik. Das schöne Programm dieses Gedankens wird jedoch beengt durch einen sogleich anfangs verkündeten dogmatischen Panempirismus, der sich einer vertiefteren Einsicht in die Natur der physikalischen Operationen selbst in den Weg stellt. Verf. bringt in den ersten zwei Kapiteln allgemeine Betrachtungen, geht dann im Hauptteil des Buches (Kap. 3) zu einer Untersuchung verschiedener Grundbegriffe der Physik über und gibt im (4.) Schlußkapitel wieder allgemeinere Überlegungen. Die scharfsinnigen Analysen der physikalischen Begriffe führen vielfach zu sehr interessanten Resultaten, die auch auf die praktische Forschung sehr anregend wirken können.

Die fundamentalen Operationen sind nach Verf. durch die Natur bestimmt (29). Erfahrung ist nur durch Erfahrung bestimmt (3) — schon rein psychologisch eine Unmöglichkeit. Weitere wichtige Grundsätze der Betrachtungsweise des Verf. sind folgende: alle Erfahrung ist umgeben von einer „penumbra of uncertainty“ (33). Diese Auffassungen führen in Verbindung mit dem obengenannten Empirismus zu einem tiefen Skeptizismus bezüglich der Möglichkeit einheitlicher Naturerklärung, wofür sich Verf. selbst wieder auf die Erfahrung beruft (43), was ja wohl einen Zirkel involviert. Verf. spezialisiert nun seinen Grundgedanken dahin, daß, wenn die zu Begriffen gehörenden Operationen verschieden sind, dann sind auch die Begriffe verschieden. Dies führt zu interessanten kritischen Konsequenzen, z. B. bezüglich der Zeit (6), der Länge (16), der Masse des Elektrons (108) u. a. m. Natürlich hat diese Auffassung eine völlige Zersplitterung der Physik in unzusammenhängende Teile zur Folge. Da der operational point of view offenbar ein unvermeidlicher ist, so kann hier nur eine vertieftere Einsicht in den inneren Zusammenhang der physikalischen Operationen selbst helfen, wie ich ihn („Grundl. d. Phys.“ 2. Aufl., S. 278) als Wohlordnung oder Hierarchie der experimentellen Begriffe bezeichnet, und in „Das Experiment“ 1928 im einzelnen ausgeführt habe. Ein weiteres wichtiges Prinzip des Verf. ist die häufige Aufzeigung von Fällen, wo ein „vicious circle“ auftritt (z. B. 78, 104 u. a.). Eine vollständige Trennung des Operativen vom Logischen ist allerdings Verf. nicht gelungen. Er bezeichnet gelegentlich als experimentelle Beobachtung, was offenbar reine Theorie ist (so z. B. S. 122 eine Aussage über einen unendlich großen Körper, auch nimmt er stellenweise manche Formulierungen der Relativitätstheorie ohne weiteres als direkte Realität an, z. B. S. 139). Andererseits gelingt ihm manche sehr beachtenswerte kritische Einsicht. So verneint er (132) dem elektrischen Feld die physische Realität, zeigt tiefliegende Schwierigkeiten, z. B. in der Relativitätstheorie (S. 72, 73, 167, 171, 176, 177, 191), besonders in dem Begriff der Uhr. „In the absence of any method of specifying the details of construction of at least one clock, relativity becomes a purely academic affair, unless there exist in nature concrete things which may serve as clocks.“ „If the atom is not a clock, where in nature can one be found? But in the last few years we have come to appreciate the exceedingly complicated quantum structure of an atom, and Einsteins Thesis loses much of its instinctive appeal.“ (177).

Allgemein kann gesagt werden, daß es ein sehr glücklicher Griff des Verf. ist, die Begriffe der Physik hinsichtlich ihrer operativen Äquivalente zu untersuchen. Er führt so wieder auf das Reale zurück, wie dies ja schon Mach versuchte, dem es aber nicht im eigentlichen Sinne gelang, da er sich das Reale sensualistisch konstituiert dachte, wodurch er sich den Weg zum Operativen verbaute und dafür bedeutende (und unnötige) erkenntnistheoretische Schwierigkeiten hereinbrachte. So haben wir das Buch des Verf. als eine sehr bedeutsame Erscheinung zu begrüßen. Offenbar war ihm nicht bekannt, daß Ref. seit fast zwei Jahrzehnten diesen operativen Gesichtspunkt dauernd verfolgte. Die Untersuchungen des Verf. finden ihre Grenze darin, daß sie zwar die Operationen zur Definition der physikalischen Begriffe verwenden, und die Begriffe in dieser Hinsicht untersuchen, aber die Operationen selbst nicht mehr weiter erforschen. Dies hat Ref. in seinem Buche „Das Experiment“ zusammenfassend durchzuführen versucht, wobei sich manche Schwierigkeiten beheben, denen Verf. noch ratlos gegenübersteht.

H. Dingler.

W. H. Bragg und W. L. Bragg, Die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen. Grundlegende Untersuchungen in den Jahren 1913 u. 1914. Mit einem Geleitwort von E. Schiebold, a. o. Prof. an der Universität Leipzig. 8°. XXVI u. 148 S. Mit 67 Abbildungen im Text u. auf 2 Tafeln. Leipzig, L. Voß. 1928. Kart. RM. 9.—.

Das vorliegende Bändchen stellt einen Sonderabdruck aus der Zeitschrift für anorganische u. allgemeine Chemie, herausgegeben von G. Tammann u. R. Lorenz, **90**, 1915, dar. Es enthält die neun ersten, grundlegenden, röntgenspektroskopischen Arbeiten von W. H. Bragg u. W. L. Bragg, aus den Jahren 1913 u. 1914, in der Übersetzung von J. Köppel (Berlin). Ihr Erscheinen im Sonderdruck ist besonders zu begrüßen, weil der Verlag Leopold Voß, Leipzig, dadurch die Möglichkeit schuf, daß Privat-Laboratoriums- u. Institutsbibliotheken, denen einschlägige Fachliteratur jener Zeit nicht zur Verfügung steht, sich leicht in den Besitz dieser, für die Entwickelung der Röntgenspektroskopie so wichtigen Arbeiten setzen können. In einem Geleitwort weist E. Schiebold auf die Ergebnisse jeder einzelnen dieser englischen Arbeiten hin und bringt sie in Zusammenhang mit späteren Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet.

Paul Ott.

R. Berger, Die Schalltechnik. (Sammlung Vieweg Heft 83.) 8°. 115 S. Mit 97 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. A.-G. 1926. M. 8.—.

Das Buch verfolgt das Ziel, die Gesamtheit aller elastischen Schwingungserscheinungen in festen, flüssigen und gasförmigen Stoffen zu behandeln und besonders die praktischen Anwendungen in den Vordergrund zu rücken. Es enthält: Physiologische Betrachtungen der wichtigsten Gesetze über die Ausbreitung, Reflexion und Absorption der verschiedenen Wellenarten und Wellenformen; Dämpfung von Erschütterungen und Geräuschen; Raumakustik; schalltechnische Prüfungen verschiedener Stoffe; Schallsignaltechnik; Schallvermessung und Klanganalyse. Am Ende des Werkes befindet sich ein ausführliches Literaturverzeichnis.

Bei guter Allgemeinverständlichkeit ist der Inhalt rein wissenschaftlich behandelt. Durch Hinweis auf neue Probleme wird der Leser zum selbständigen Weiterarbeiten angeregt. Die klarere Entwicklung und bessere Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen sollte bei einer Neuauflage ins Auge gefaßt werden.

Der Erwerb dieses Buches sei jedem empfohlen, der einen Überblick über die auf dem Gebiete der Schalltechnik vorkommenden Probleme gewinnen will.

H. Reiher.

N. R. Campbell, La structure de l'atome. Übersetzt von A. Corvisy. 166 S. Paris, J. Hermann. 1925. 15 Fr.

Das Buch stellt eine weitere Ergänzung zur Elektrizitätslehre des Verf. dar. Der I. Teil behandelt die Kernstruktur. Da sich auf diesem Gebiet die Forschung nicht so stürmisch entwickelt, entspricht der Inhalt ungefähr dem neuesten Stand. Dasselbe kann man nicht vom 2. Teil, der die Elektronenhülle gewidmet ist, behaupten. Hier sind z. B. noch die Bohrschen Besetzungszahlen wiedergegeben, statt der nun durch das Pauli-Gesetz begründeten Stonerschen. Der 3. Abschnitt enthält viel Lesenswertes über die chemische Bindung.

Joos.

G. Mahler, Physikalische Aufgabensammlung. 3., völlig umgearb. Aufl. v. K. Mahler. (Sammlung Göschen Nr. 248.) 11 × 16 cm². 136 S. Berlin u. Leipzig, W. de Gruyter & Co. 1927. Geb. M. 1.50.

Auch über dieses für Lehrer an höheren Schulen und Studierende recht brauchbare Büchlein ist ähnliches wie über das soeben besprochene zu sagen, was seine Umarbeitung für die Erfordernisse der Gegenwart anbelangt. Aufgaben wie Nr. 18 sollten aber künftig wegbleiben. — Die Resultate sind in gedrängter Form am Schluß zuasmmengestellt.

E. Nies.

I. M. Kolthoff, Der Gebrauch von Farbindikatoren. 3. Aufl. Gr. 8°. XI u. 288 S. Mit 25 Textabbildungen u. einer Tafel. Berlin, J. Springer. 1926. M. 12.—, geb. M. 13.20.

Die Tatsache, daß in nicht ganz 6 Jahren die Herausgabe von 3 Auflagen nötig wurde, beweist schon allein die große Beliebtheit und Brauchbarkeit des vorzüglichen Werkchens. Die klare, leichtverständliche Behandlung des Stoffes und der recht umfangreiche Literaturnachweis (der jetzt die Veröffentlichungen bis 1926 umfaßt), sind schon von den ersten beiden Auflagen her bekannt. Neu ist in der 3. Auflage eine allerdings sehr kurze Zusammenfassung moderner Anschauungen über die Dissoziation starker Elektrolyte, ferner ein Kapitel über Ampholyte. Beträchtliche Erweiterungen erfuhr das Kapitel über „Die kolorimetrische Bestimmung der Wasserstoffionenkonzentration", z. B. auch durch Beschreibung der spektrophotometrischen Methode zur p_H-Bestimmung, durch ausführliche Besprechung der Säurefehler, Alkoholfehler und vor allem der Salzfehler usw. Begrüßenswert ist auch die Vervollständigung des Buches durch ein Register.

K. Schütz.

O. Knoblauch u. K. Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen. 2. Aufl. 8°. XI und 174 S. Mit 74 Abb. München und Berlin, R. Oldenbourg. 1926. M. 9.—, geb. M. 12.—.

Die vorliegende zweite, völlig neubearbeitete und erweiterte Auflage dieses meßtechnischen Ratgebers zeigt gegenüber der ersten Auflage von 1919 eine große Bereicherung. Bei dem größten Teile der theoretischen Berechnungen sind die inzwischen gewonnenen experimentellen Belege aufgenommen. Durch viele, in der Hauptsache im Laboratorium für technische Physik, München, durchgeführte Versuche ist das Ergebnis der theoretischen Betrachtungen bestätigt und dadurch besonders für den Praktiker überzeugend geworden.

Zu begrüßen ist die Neuaufnahme eines Abschnittes über die physikalischen Gesetze und Konstruktionsprinzipien der Strahlungspyrometer, die in der Technik eine immer größere Bedeutung gewinnen.

Für den, der wärmetechnische Messungen im Laboratorium und in der Praxis vorzunehmen hat, wird die neue Auflage des Buches zu einem zuverlässigen Wegweiser. Ferner wird jeder den Inhalt mit Befriedigung und Gewinn durcharbeiten, der sich allgemein meßtechnisch vervollkommnen will, oder der Freude an einem pädagogisch vorbildlichen und mustergültig ausgestatteten Werke hat.

Reiher.

Berichtigung

zu den Arbeiten „Dispersion der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte" von P. Debye und H. Falkenhagen. Diese Zeitschr. **29**, 121—132, 401—426.

S. 130. In der letzten Formel in Spalte II muß es statt 135: 130 heißen.

S. 406. In Formel (14) muß $n_i n_j$ fortbleiben.

S. 415. In Formel (77) setze statt 15.34: 15.35.

S. 415. In Tabelle II setze für La: $L_i = 150$.

S. 416. Zu Tabelle III. Für $LaCl_3$ ist: $q = 0{,}352$; $\Theta\gamma = 0{,}208 \times 10^{-10}$. Dadurch ändern sich die Ergebnisse für $LaCl_3$ ein wenig wie hier angegeben.

S. 420. In der 5. Zeile von unten setze statt 30,5 m: 35,5 m. Entsprechend muß es in der letzten Zeile lauten statt 3,05 m: 3,55 m.

S. 421. In Tabelle V lautet die Rubrik für $LaCl_3$ wie folgt:

l in m	$LaCl_3$	l in m	$LaCl_3$
1	0,08	50	0,58
2	0,12	100	0,72
5	0,19	200	0,85
10	0,28	500	0,96
20	0,39	1000	0,98

S. 421. Zu Tabelle VI. Für $LaCl_3$ ist: $\Lambda_\infty = 345$; $\Lambda_{I_0} = 524\sqrt{\gamma}$.

S. 421. In Tabelle VII muß für $LaCl_3$ stehen: $\Lambda_\infty = 345$; $\Lambda_{I_0} = 5{,}24$.

S. 422. Zu Tabelle VIII. Für $LaCl_3$ ist:

$$\frac{\Lambda_{I\omega}}{\Lambda_{I_0}} = 0{,}39 \qquad \Lambda_{I\omega} = 2{,}04 .$$

S. 422. Tabelle IX. Zu $LaCl_3$ 0,92 Proz.

S. 422. Tabelle X. Zu $LaCl_3$ 2,91 Proz.

S. 424. Formel (82) muß lauten:

$$l = \frac{18{,}85}{\omega\Theta}\Theta \times 10^8 \text{ (} l \text{ ergibt sich hieraus in m).}$$

In Figur 7 liegt die Kurve III für $LaCl_3$ ein wenig nach längeren Wellenlängen verschoben, vgl. Tabelle V.

Berichtigung

zu dem Bericht von H. Falkenhagen. Diese Zeitschr. **29**, 553—566, 1928.

S. 555. Spalte II. In 3. Zeile von unten lies: „Reziprozitätssatz".

S. 561. Spalte I. 11. Zeile von unten lies:

und ein magnetisches Moment $\frac{eh}{4\pi mc}$,

(h = Plancksche Konstante, c = Lichtgeschwindigkeit), wenn man c in elektrostatischen Einheiten mißt.

S. 562. Spalte I. In Gl. 2 setze statt h: h' wobei $h' = \frac{h}{2\pi}$ ist.

S. 562. 5. Zeile nach Gl. (2) lies: Folglich sind die α_r und β Operatoren auf x_1, x_2, x_3 und t nicht anzuwenden.

Spalte II. Mitte lies: dessen Eigenwerte $+\frac{h}{4\pi}$ und $-\frac{h}{4\pi}$ sind.

S. 565. 7. Zeile von unten lies: 273° abs.

S. 566. Gl. (10) muß heißen:

$$L_m = L_{m_0}(1 + \zeta).$$

Berichtigung

zu der Arbeit von H. Schmick. Diese Zeitschr. **29**, 633—640, 1928.

In Formel (18) auf Seite 639 fehlt das Wurzelzeichen; es muß heißen:

$$C_{12} = 0{,}733 \cdot \sqrt{C_1 \cdot C_2} .$$

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. J. Mattauch für Physik.

Ernannt: Der Vorstand für wissenschaftliche und angewandte Photographie der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Fritz Limmer zum ord. Honorarprofessor für Lichtbildwesen daselbst, der o. ö. Professor der theoretischen Physik an der Universität Szegedin Dr. R. Ortvay in gleicher Eigenschaft an der Universität Budapest.

In den Ruhestand: Der ord. Honorarprofessor für organische Chemie an der Universität Leipzig Dr. Hans Stobbe.

Gestorben: Der ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Darmstadt Geheimer Hofrat Dr. Karl Wirtz, der nichtbeamtete a. o. Professor für Physik an der Universität Bonn Dr. P. Eversheim, der ord. Professor der Astronomie an der Universität Wien und Direktor der Universitäts Sternwarte daselbst Dr. Josef Kapperger.

Angebote.

Physiker

Dr. phil., Laboratoriumserfahrung spez. in Spektroskopie und verwandten Gebieten, auch kaufmännisch vorgebildet, sucht Tätigkeit in Forschungslaboratorium, Industrie od. wissenschaftlichem Verlag.

Zuschriften erbeten unter **S. H. 6** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig C 1, Königstr. 2

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.